

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA E CIÊNCIAS  
DOS MATERIAS.

**ESTUDO VISANDO OTIMIZAR CONFIGURAÇÕES DE  
INDUÇÃO MAGNÉTICA PARA USO EM UM MAGNÉTRON  
EM REATOR DE PLASMA.**

**AGONIR WENGINOWICZ**

FLORIANÓPOLIS, OUTUBRO DE 2007.

AGONIR WENGINOWICZ

**ESTUDO VISANDO OTIMIZAR CONFIGURAÇÕES DE  
INDUÇÃO MAGNÉTICA PARA USO EM UM MAGNÉTRON  
EM REATOR DE PLASMA.**

Dissertação Apresentada ao Curso de Pós-Graduação em  
Engenharia e Ciências dos Materiais da Universidade Federal de  
Santa Catarina para a Obtenção do Título de Mestre.

Orientador: Prof. Dr. ABIO VALERIANO DE ANDRADES PINTO.

FLORIANÓPOLIS, OUTUBRO DE 2007.

# **ESTUDO VISANDO OTIMIZAR CONFIGURAÇÕES DE INDUÇÃO MAGNÉTICA PARA USO EM UM MAGNÉTRON EM REATOR DE PLASMA.**

**Agonir Wenginowicz**

Essa dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de  
**MESTRE EM CIÊNCIA E ENGENHARIA DE MATERIAIS**

Aprovada em sua forma final pelo  
Programa de Pós Graduação em Ciência e Engenharia dos Materiais  
da Universidade Federal de Santa Catarina

---

Prof. Dr. Abio Valeriano de Andrades Pinto  
Orientador

---

Prof<sup>ª</sup>. Dr<sup>a</sup>. Ana Maria Maliska  
Coordenadora

Banca Examinadora:

---

Prof.. Dr. Alexandre Lago - Presidente

---

Prof. Dr. Gean Salmoria

---

Prof. Dr. Valderes drago

## **Agradecimentos.**

- Ao professor Dr. Abio Valeriano de Andrades Pinto, que não mediu esforços para a realização deste trabalho, sendo além de orientador, um amigo e um exemplo a ser seguido.
- Aos meus pais e irmãos pelo apoio, pelo carinho e pelas palavras de conforto nas horas difíceis.
- A Tiago Jacques Schmidt, pelos conselhos, ajuda e principalmente pela amizade.
- Ao Elvio e Jaime, pelo apoio e incentivo desde a graduação.
- Aos colegas de laboratório: Célio de Oliveira Gonçalves; Cristiano da Silva Teixeira; Marcos Daniel Vozer Felisberto; Martin P. Kostow; Rubens Hesse e Tiago Jacques Schmidt, pela ajuda e principalmente pela amizade.
- A Rodrigo Pacher Fernandes, pelos conselhos e ajuda na fase inicial do trabalho.
- Ao técnico em mecânica Joaquim, pelo excelente trabalho na montagem experimental.
- A Marta Schmidt, pelas caronas e principalmente pela amizade.
- Aos colegas: Anderson Admilson Leite; Clebson Abati Graeff; Fernando Volpato; Marcelo Corrêa Ribeiro e Tiago Jacques Schmidt, pelas participações nas reuniões às sextas-feiras e principalmente pela amizade.



## Sumário

Agradecimentos.....	iv
Sumário.....	v
Lista de Figuras.....	vii
Resumo.....	ix
Abstract.....	x
<b>1. Introdução.....</b>	<b>11</b>
<b>2. Deposição por <i>Sputtering</i>.....</b>	<b>13</b>
<b>2.1 <i>Sputtering</i>.....</b>	<b>13</b>
<b>2.2 Fundamentos de Descargas.....</b>	<b>17</b>
<b>2.3 Magnétron <i>Sputtering</i>.....</b>	<b>19</b>
<b>3. Configurações Magnéticas.....</b>	<b>29</b>
<b>3.1 Perfil de Erosão.....</b>	<b>31</b>
<b>3.2 Simulações.....</b>	<b>33</b>
<b>3.2.1 Magnetismo.....</b>	<b>33</b>
<b>3.2.2 Simulações Magnéticas.....</b>	<b>35</b>
<b>3.2.3 Comparação com Dados Experimentais.....</b>	<b>36</b>
<b>3.3 Resultado das Simulações.....</b>	<b>40</b>
<b>4. Montagem e Procedimentos Experimentais.....</b>	<b>43</b>
<b>4.1 Sistema de Vácuo.....</b>	<b>43</b>
<b>4.2 A Câmara de Descargas.....</b>	<b>44</b>
<b>4.3 O Magnétron.....</b>	<b>44</b>
<b>4.4 A Alimentação Elétrica.....</b>	<b>45</b>
<b>4.5 Controle e Monitoramento dos Parâmetros.....</b>	<b>45</b>
<b>5. Resultados.....</b>	<b>47</b>
<b>5.1 Caracterização dos Ímãs.....</b>	<b>47</b>
<b>5.2 Estanqueidade no Reator.....</b>	<b>48</b>

<b>5.3</b>	<b>Curvas Características.....</b>	<b>50</b>
<b>5.3.1</b>	<b>Relação entre Tensão e Corrente Elétrica.....</b>	<b>50</b>
<b>5.3.2</b>	<b>Verificação de Adequação da Geometria do Reator.....</b>	<b>51</b>
<b>5.4</b>	<b>Aproveitamento do Alvo e Uniformidade de Deposição.....</b>	<b>52</b>
<b>6.</b>	<b>Conclusão.....</b>	<b>55</b>
<b>7.</b>	<b>Apêndice.....</b>	<b>56</b>
<b>7.1</b>	<b>Tubos de Calor.....</b>	<b>56</b>
<b>8.</b>	<b>Referências Bibliográficas.....</b>	<b>58</b>

## Lista de Figuras

<b>Figura 2.1:</b> Interação de íons com a superfície do alvo.....	13
<b>Figura 2.2:</b> Rendimento <i>sputtering</i> do Cu, Ni e Mo em função da energia de bombardeamento de íons de $N_2^+$ e $2N^+$ .....	14
<b>Figura 2.3:</b> Variação do rendimento do <i>sputtering</i> em função do número atômico dos íons bombardeados para 45 keV. Alvos de prata, cobre e tântalo.....	16
<b>Figura 2.4:</b> Variação do rendimento do <i>sputtering</i> com o ângulo de incidência para 200 eV íons de mercúrio, alvos de molibdênio, níquel, tungstênio e platina.....	16
<b>Figura 2.5:</b> Esquema típico de um diodo <i>sputtering</i> .....	18
<b>Figura 2.6:</b> Movimento de uma partícula com carga $e$ em campo magnético uniforme.....	20
<b>Figura 2.7:</b> Arraste $\vec{E} \times \vec{B}$ de partículas carregadas em campos cruzados.....	22
<b>Figura 2.8:</b> Deslocamento de partículas carregadas perpendicularmente ao gradiente de campo magnético.....	23
<b>Figura 2.9:</b> Linhas de indução magnética com um pequeno gradiente na direção do eixo $z$ com pequena curvatura perpendicular a $z$ .....	26
<b>Figura 2.10:</b> Reflexão de uma partícula para fora da região de elevada intensidade do campo.....	27
<b>Figura 2.11:</b> Magnétron planar circular. As linhas curvas representam linhas de campo magnético.....	28
<b>Figura 3.1:</b> Perfil de erosão do alvo, comparado com uniformidade de deposição do filme..	30
<b>Figura 3.2:</b> Representação de uma geometria magnética utilizada em um reator de magnétron <i>sputtering</i> .....	31
<b>Figura 3.3:</b> Representação radial com as linhas de fluxo magnético.....	32
<b>Figura 3.4:</b> Comparação do perfil de erosão com $B_R$ .....	32
<b>Figura 3.5:</b> A mesa XY e, no detalhe, o posicionamento da sonda hall sobre uma amostra...	37
<b>Figura 3.6:</b> Geometria utilizada para comparação dos dados simulados com medidas experimentais.....	38
<b>Figura 3.7:</b> Comparação entre dados de perfil simulados com o MAXWELL, FEMM e medidos.....	38

<b>Figura 3.8:</b> Mapeamento superfície cilindro.....	39
<b>Figura 3.9:</b> Representação da geometria usada na simulação.....	40
<b>Figura 3.10:</b> Esquema de geometria utilizada. Corte Radial.....	40
<b>Figura 3.11:</b> Cerceamento das linhas de indução pelo uso do disco de ferro.....	41
<b>Figura 3.12:</b> Representação da melhor geometria encontrada através de simulações.....	42
<b>Figura 3.13:</b> $B_R$ plotado na superfície do alvo.....	42
<b>Figura 4.1:</b> Diagrama esquemático do reator de plasma.....	43
<b>Figura 4.2:</b> Detalhes da câmara de descargas. Corte no diâmetro.....	44
<b>Figura 4.3:</b> Detalhes do magnétron. Corte no diâmetro.....	45
<b>Figura 5.1:</b> Resultados obtidos através de simulação e mapeamento para o magnétron.....	47
<b>Figura 5.2:</b> Decaimento de $B_R$ com a altura. Na região de máxima erosão.....	48
<b>Figura 5.3:</b> Decaimento vácuo na faixa de pressão de trabalho.....	49
<b>Figura 5.4:</b> Curva característica tensão corrente para o magnétron <i>sputtering</i> .....	50
<b>Figura 5.5:</b> Corte radial do magnétron com as linhas de fluxo magnético.....	52
<b>Figura 5.6:</b> Erosão do alvo.....	53
<b>Figura 5.7:</b> Aproveitamento do alvo, após movimentarmos os ímãs em sua superfície.....	53
<b>Figura 5.8:</b> Uniformidade de deposições.....	54
<b>Figura 7.1:</b> Desenho esquemático do funcionamento de um típico tubo de calor.....	56

## Resumo

As diferentes configurações de ímãs dentro do magnétron, para estudos em magnétron *sputtering*, têm funções múltiplas e críticas sobre o desempenho de sistemas de deposição de filmes em reatores de plasma.

Os ímãs usados na retaguarda do alvo têm originalmente o propósito de confinar elétrons nas cercanias do alvo, e assim aumentar a taxa de ionização dos gases usados no reator. Como configurações magnéticas, que possam causar uma ionização dos gases a fim de provocar uma retirada uniforme de material do alvo, não podem ser alcançadas trivialmente, consideráveis esforços são destinados a otimizar disposições alternativas. Estritamente, sob o ponto de vista de aplicação, configurações magnéticas menos cuidadosas podem determinar o aparecimento de zonas de erosão na superfície do alvo que acabam por determinar sub-aproveitamento do mesmo. Em casos extremos há registros de aproveitamento de no máximo 10% do material do alvo.

Neste trabalho, por alteração de geometria e posicionamento de ímãs através de simulações e medidas experimentais, se busca explorar configurações que visem aprimorar as condições de confinamento dos elétrons de modo a otimizar o uso e rendimento do material do alvo. Usando aplicativos dedicados (MAXWELL SV e FEMM) foram feitas simulações e também foi desenvolvido um sistema de mapeamento magnético, com o qual efetuamos medidas experimentais.

Como resultado da busca se apresenta à configuração atual onde se pretende ter alcançado condição capaz de otimizar o rendimento do material do alvo (rotineiramente Ti).

## Abstract

The different configurations of magnets inside of magnétron, for studies in magnétron *sputtering*, have multiple and critical functions on the performance of systems of deposition of films in plasma reactors.

Magnets used in the rear of the target has originally the intention to confine electrons in the environs of the target, and thus to increase the rate of ionization of the used gases in the reactor. Magnetic configurations, that can cause an ionization of the gases in order to provoke a uniform withdrawal of material of the target, can not trivially be reached, and considerable efforts are destined to optimize alternative disposition. Strict, under the point of view of application, less careful magnetic configurations can determine the appearance of zones of erosion in the surface of the target that finish for determining sub-exploitation of the material. In extreme cases it has registers of exploitation of in maximum 10% of the material of the target.

In this work, for alteration of geometry and position of magnets by simulations and experimental measures, if it searches to explore configurations that they aim at to improve the conditions of confinement of electrons, to optimize the use and income of the material of the target. Using software dedicated (MAXWELL SV and FEMM) simulations had been made and also a system of magnetic mapping was developed, with which we effect measured experimental.

As result of the search if presents to the current configuration where if it intends to have reached condition capable to optimize the income of the material of the target (routinely Ti).

# 1. Introdução e Objetivos

A deposição de filmes sobre um material tem por finalidade alterar as suas propriedades superficiais. À medida que as técnicas de deposição se desenvolvem suas potencialidades práticas têm propiciado o aparecimento de vastas áreas de aplicações, donde dentre as mais salientes destacamos: microeletrônica; sistemas de armazenamento de dados óticos, magnéticos; aumento da dureza superficial; aumento da resistência à corrosão; etc. Em cada uma destas áreas as aplicações dependem, acima de tudo, do controle das propriedades no depósito dos filmes finos, que por sua vez têm espessuras que variam desde angstroms aos micrometros com características físicas específicas. Isto requer freqüentemente controle ao nível atômico da microestrutura do filme.

Há hoje, em uso um número vasto de métodos de deposição disponíveis, entretanto eles têm suas limitações, e tendem a ser aplicado em processos específicos. As características dos materiais do substrato, as propriedades desejadas para o filme e o custo de deposição, são alguns dos parâmetros que devem ser levados em conta na escolha da técnica de deposição.

Dentre os diversos processos de deposição podemos destacar: CVD (chemical vapour deposition) e PVD (physical vapour deposition). O CVD é um processo de deposição, onde o substrato fica exposto às substâncias que se queira depositar e reage com as mesmas sem requerer ambientes de baixa pressão. Na técnica de PVD a origem e o transporte das substâncias a serem depositadas se dão por meios físicos e se caracteriza pela deposição ocorrer em baixa pressão. As espécies vaporizadas do material sólido podem ser geradas por evaporação térmica ou por remoção mecânica de átomos ou moléculas da superfície através do bombardeamento por partículas energéticas. O primeiro caso é conhecido como evaporação a vácuo e o segundo, de *sputtering*. Os depósitos são formados a partir de unidades atômicas ou moleculares, pelo processo físico de condensação. Filmes finos de óxidos, nitretos, carbonetos e hidretos de uma série de materiais compostos podem ser depositados por evaporação ou *sputtering* em ambientes de atmosfera controlada. Estes são processos denominados reativos. Entre as técnicas de PVD podemos destacar: o Íon Plating; evaporação a vácuo; MBE (molecular beam epitaxy); deposição pulsada a laser; *sputtering*; etc.

Devido a sua flexibilidade o *sputtering* permite que se tenha um maior controle sobre as propriedades do filme, através da variação dos diversos parâmetros envolvidos e é esta uma

das razões para o grande número de trabalhos utilizando esta técnica. No estágio atual o *sputtering* pode ser usado nas modalidades de *sputtering* diodo, triodo, *sputtering* de rádio frequência e magnétron *sputtering*.

O magnétron *sputtering* apresenta uma efetividade maior na ionização dos gases e isto, representa uma vantagem em relação aos demais métodos quando se busca: altas taxas de deposição; maior densidade do filme depositado; boa aderência. Por outro lado, uma limitação inerente à técnica é adequar a configuração de  $\vec{B}$  (indução magnética local) de modo a otimizar o aproveitamento do material no alvo. Uma configuração inadequada implicará em desuniformidade da retirada de material. Neste caso, um processo erosivo localizado pode se estabelecer, comprometendo seriamente o aproveitamento do alvo.

Através de simulações e de experimentos, se buscará encontrar uma configuração otimizando  $\vec{B}$ , que vise aprimorar as condições de confinamento dos elétrons de modo a alcançar melhor eficiência no aproveitamento do material no alvo, e por consequência obter uma deposição uniforme de filmes finos.

Os objetivos deste trabalho são:

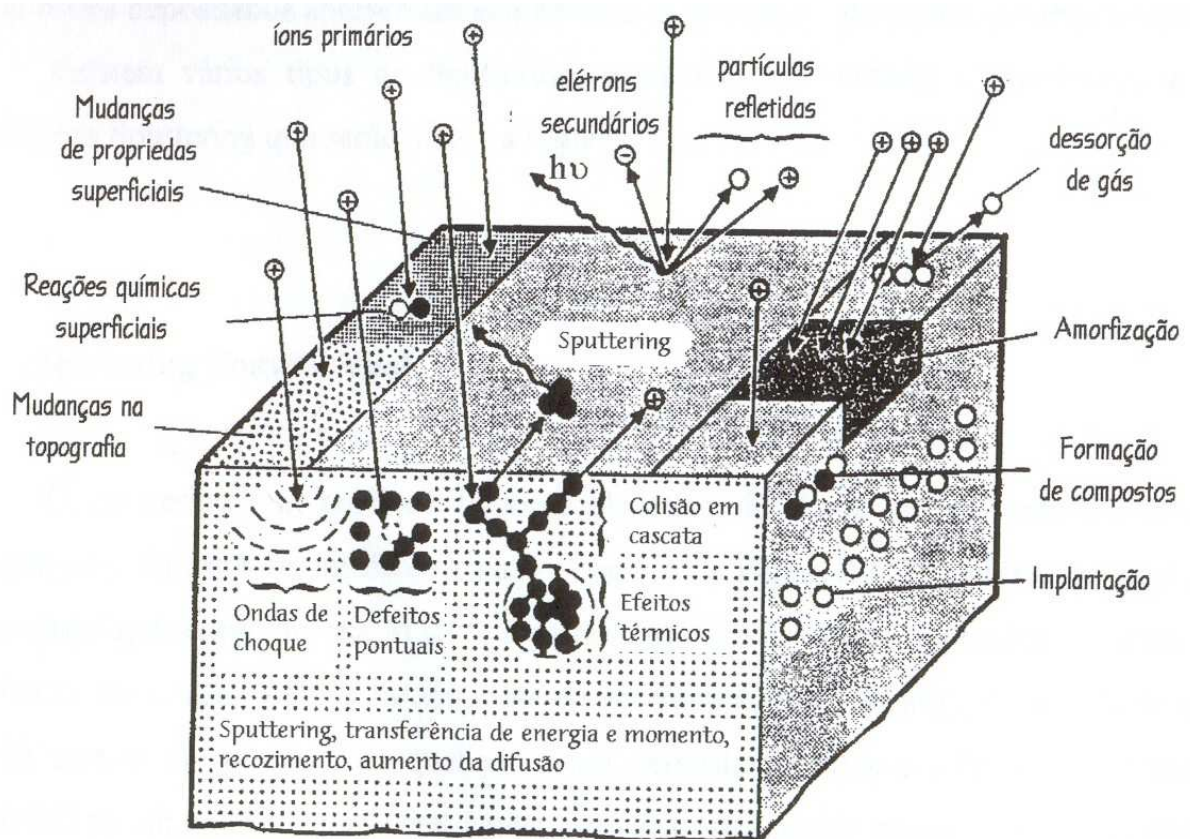
- Encontrar uma configuração magnética que otimize o aproveitamento do alvo.
- Usar a configuração otimizada na construção de um reator de magnétron *sputtering*.
- Medir: a eficiência de aproveitamento do alvo; e a uniformidade dos filmes depositados.



## 2. Deposição por *Sputtering*

### 2.1 *Sputtering*

O processo de *sputtering* consiste na ejeção de átomos de um alvo, através do bombardeamento de íons, porém outros fenômenos também podem ocorrer quando um íon é acelerado contra um alvo como: o íon pode ser refletido; o impacto do íon pode causar ejeção de elétrons do alvo (elétrons secundários); o íon pode penetrar no alvo (implantação iônica usada em microeletrônica); o impacto do íon pode causar alterações na estrutura cristalina do material; figura 2.1, o fenômeno do *sputtering* é conhecido desde a 1852 (CHOPRA, 1969).

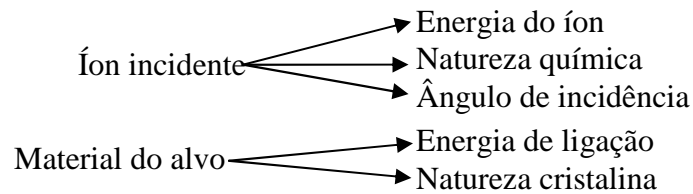


**Figura 2.1:** Interação de íons com a superfície do alvo. Adaptado de: (RICKERBY, MATTHEWS, 1991).

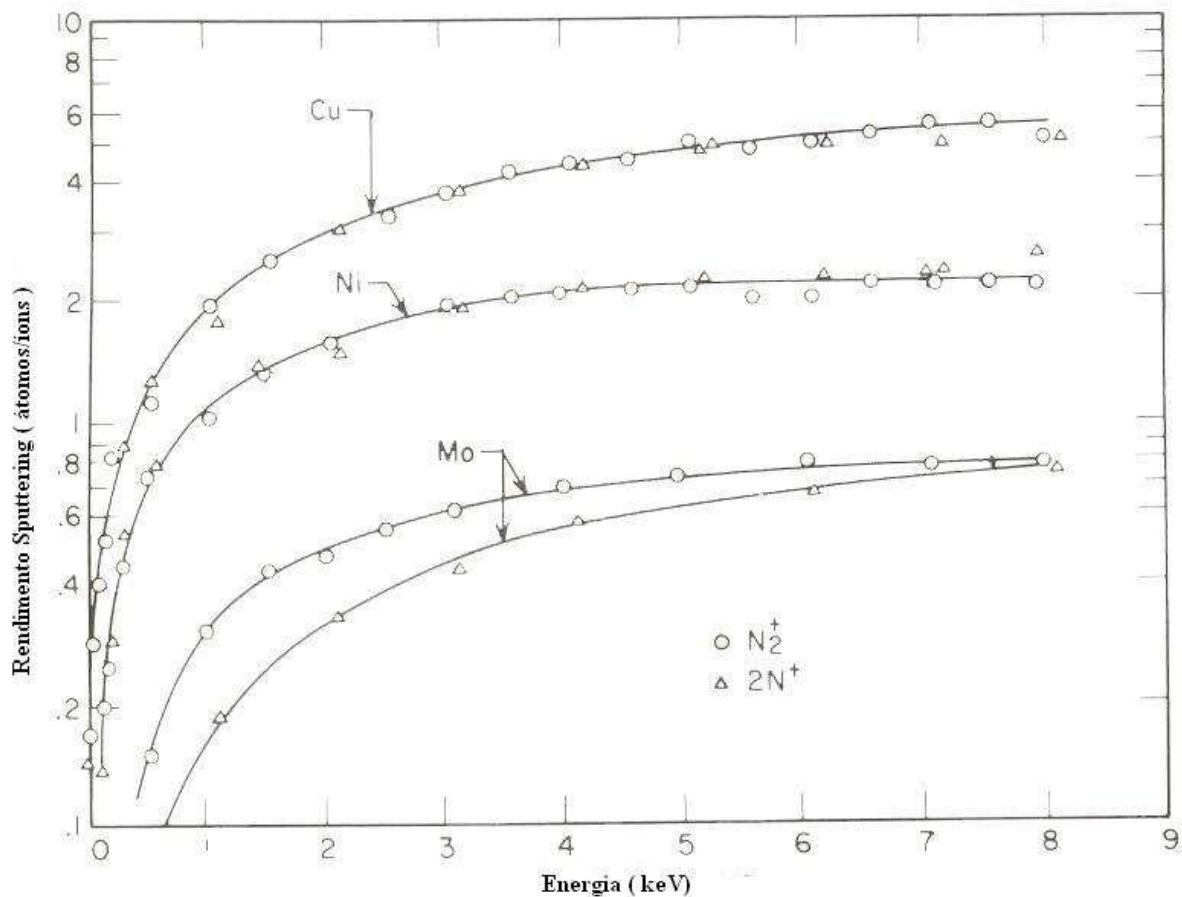
Os átomos ejetados podem ser depositados em um substrato para formar um filme fino. Devido a sua versatilidade é uma das técnicas mais utilizada para a deposição de filmes. Nos primeiros sistemas de *sputtering* as deposições se davam em pressões mais altas, sendo esta uma fonte importante de contaminação, mas a melhoria da tecnologia (principalmente

tecnologia de vácuo) e novas variantes de *sputtering* agora utilizando baixas pressões tornaram-se técnicas muito utilizadas por pesquisadores e também com o propósito comercial.

O rendimento do *sputtering* é definido como sendo o número de átomos ejetados do alvo por íon incidente e, é um dos parâmetros fundamentais e importantes para a caracterização do processo de *sputtering*, sendo que ele depende basicamente do:



A escala de energia para a maioria dos metais nos processos de *sputtering* varia basicamente entre  $(10 - 5,0 \times 10^3 \text{ eV})$  (CHOPRA, 1969). O valor inferior é específico para cada material e pode ser entendido como a energia mínima a ser fornecida aos átomos da rede cristalina para que esses possam ser ejetados, a partir deste valor mínimo, o rendimento cresce monotonicamente até atingir a saturação, figura 2.2. Essa saturação se deve principalmente ao fato de que para energias altas, aumenta a taxa de implantação de íons no alvo.



**Figura 2.2:** Rendimento *sputtering* do Cu, Ni e Mo em função da energia de bombardeamento de íons de  $N_2^+$  e  $2N^+$ . Adaptado (CHOPRA, 1969).

Sendo o rendimento expresso em função da energia do íon incidente e das massas atômicas do íon e do alvo, conforme as equações a seguir (CHAPMAN, 1980).

$E \leq 1 \text{ KeV}$ :

$$S = \frac{3\alpha}{4\pi^2} \frac{4m_i m_t}{(m_i + m_t)^2} \frac{E}{U_o} \quad (2.1)$$

$S$  = rendimento do *sputtering* (átomo por íon);

$\alpha$  = é uma função monotônica crescente de  $m_t/m_i$  com valores de 0,17 para  $m_t/m_i=0,1$  crescendo para 1,4 para  $m_t/m_i=10$ .

$m_i$  = massa do íon incidente;

$m_t$  = massa do átomo do alvo;

$E$  = Energia cinética do íon incidente;

$U_o$  = Energia de ligação do átomo à superfície;

Para  $E > 1 \text{ KeV}$ :

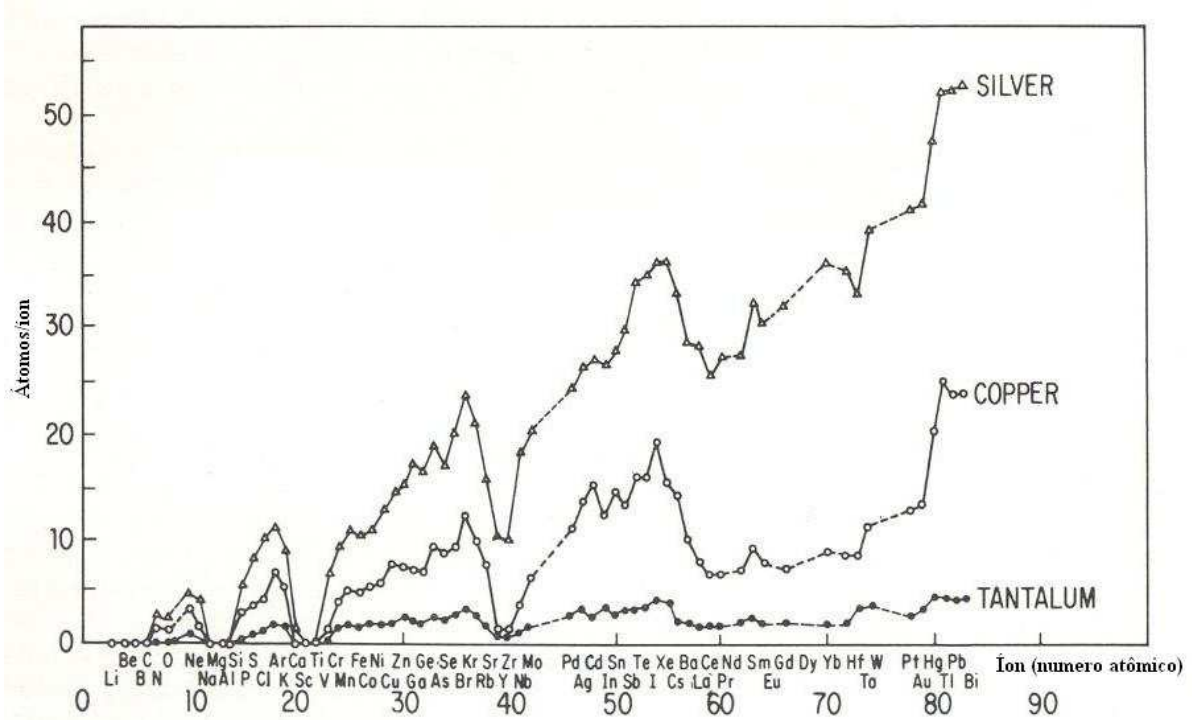
$$S = 3,56\alpha \frac{Z_i + Z_t}{Z_i^{2/3} + Z_t^{2/3}} \frac{m_i}{(m_i + m_t)} \frac{s_n(E)}{U_o} \quad (2.2)$$

$Z_i$  = número atômico do íon;

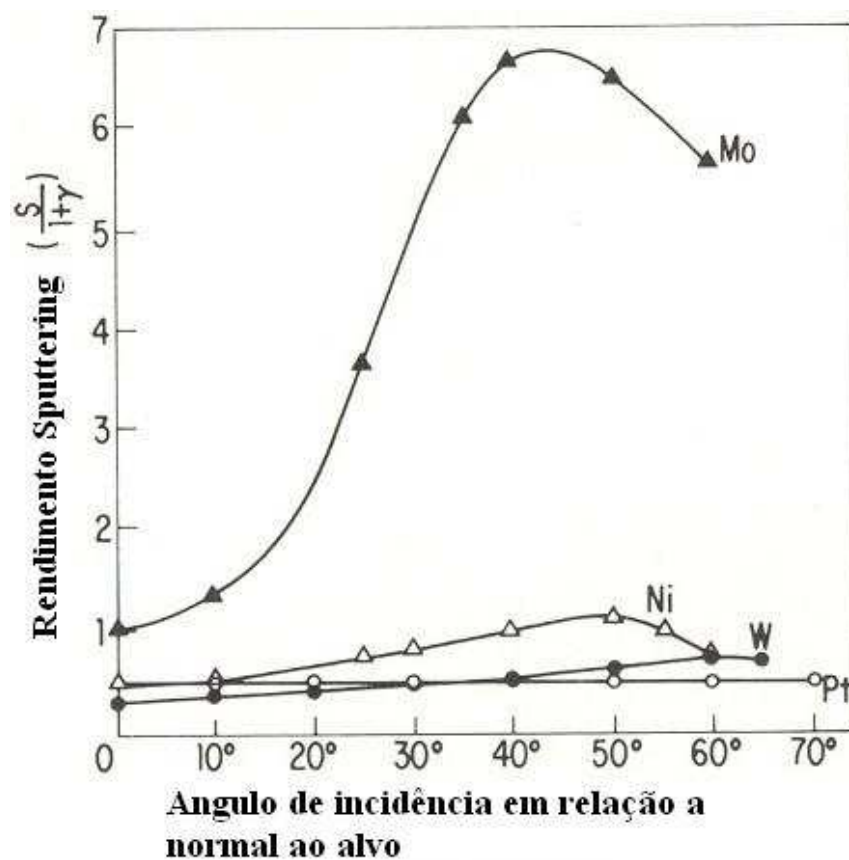
$Z_t$  = número atômico do alvo;

$s_n(E)$  = potência de frenagem;

A variação do rendimento do *sputtering* com a natureza química dos íons é apresentada na figura 2.3, onde podemos ver claramente que os gases nobres possuem um alto rendimento no processo de *sputtering*, enquanto os elementos do centro da tabela periódica (Al, Ti, Zr, Hf, e incluindo a série dos elementos terra-rara) possuem um baixo rendimento. O rendimento do *sputtering* pode alcançar valores de até 50 átomos por íon, como é mostrado no caso do alvo de Ag (prata) e o íon incidente ser o Hg (mercúrio). Exemplos da variação do rendimento, com o ângulo de incidência são mostrados na figura 2.4.



**Figura 2.3:** Variação do rendimento do *sputtering* em função do número atômico dos íons bombardeados para 45 keV. Alvos de prata, cobre e tântalo. (MAISSEL; GLANG, 1970).



**Figura 2.4:** Variação do rendimento do *sputtering* com o ângulo de incidência para 200 eV íons de mercúrio, alvos de molibdênio, níquel, tungstênio e platina. (MAISSEL; GLANG, 1970).

O rendimento nos processos de *sputtering* em metais no estado sólido ou líquido não difere muito, e a temperatura do alvo tem pequena influência no rendimento do *sputtering*, a menos que a temperatura alcance valores próximos aos valores de evaporação, onde nestes casos algumas anomalias são encontradas (MAISSEL; GLANG, 1970).

## 2.2 Fundamentos de Descargas

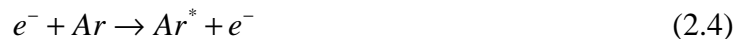
Um dos métodos que se mostrou eficiente para gerar os íons energéticos e acelerá-los até o alvo, é descarga em gases rarefeito, também conhecido como plasma.

Plasma é um gás *quasineutro*, composto de partículas carregadas (positivas e negativas) e neutras que apresentam um *comportamento coletivo* (CHEN 1974). Em ambiente adequado o plasma pode ser gerado e mantido: 1) Aplicando uma diferença de potencial entre eletrodos; 2) Injeção de radiação eletromagnética; 3) Emissão termiônica em um filamento.

As colisões elásticas entre os elétrons e os átomos neutros ou ionizados que ocorrem no plasma resultam numa pequena transferência de energia para o átomo ou íon. Isso se deve a grande diferença de massa existente entre eles. Colisões inelásticas também são possíveis no plasma. Estas colisões causam diferentes reações no plasma, sendo a reação de ionização a mais importante onde:



Esta reação resulta na criação de um elétron adicional e um íon. Também é possível a múltipla ionização removendo mais elétrons, mas para isso uma quantidade significativa de energia adicional é necessária. Outra reação também comum no plasma é a excitação dos átomos ou íons:



Este estado excitado, para a maioria das espécies, tem um tempo de vida muito curto decaindo num processo radiativo com emissão de fótons. Esta é uma característica dos processos em plasma, por isso também é muitas vezes chamado de descarga luminescente (RICKERBY; MATTHEWS, 1991).

Uma das mais elementares formas de gerar plasma é através da aplicação de um campo elétrico entre dois eletrodos em um gás a baixa pressão, também conhecido como diodo *sputtering* figura 2.5.

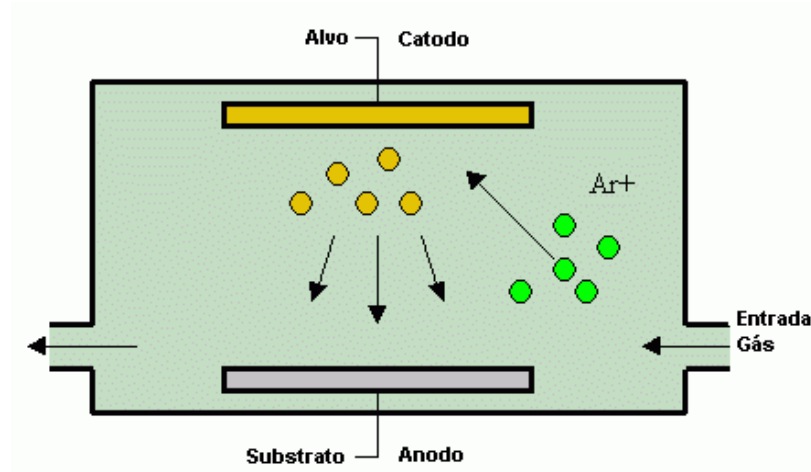


Figura 2.5: Esquema típico de um diodo *sputtering*.

Assim que uma tensão elétrica é aplicada em um gás em baixa pressão surge uma pequena corrente elétrica, isto é devido à presença de um pequeno número de íons e elétrons que são gerados por diversos processos como, por exemplo, ionização por radiação de fundo ou por choque entre partículas do gás. Com o aumento da tensão transfere-se energia para as partículas carregadas de modo que elas possam produzir mais partículas carregadas por colisão com os eletrodos (emissão de elétrons secundários) e com os átomos neutros do gás. Eventualmente ocorrerá uma avalanche neste processo, íons são acelerados na direção do cátodo, chocando-se com este e liberando mais elétrons secundários que formam mais íons por colisão com os átomos neutros. Estes íons retornam para o cátodo produzindo mais elétrons, que novamente produzem mais íons. Quando o número de elétrons gerados é suficiente para produzir íons que regeneram o mesmo número de elétrons, a descarga é dita auto sustentada e o gás torna-se luminescente.

No caso do triodo *sputtering*, onde um terceiro eletrodo é colocado entre o cátodo e o ânodo, este eletrodo pode ser um simples condutor ou uma fonte termiônica de elétrons (RICKERBY; MATTHEWS, 1991). Com este terceiro eletrodo a descarga pode ser mantida em pressão e tensão mais baixas, sendo esta a grande vantagem do triodo em relação ao diodo, também se obtém uma maior taxa de deposição e um maior controle da densidade do plasma.

## 2.3 Magnétron *Sputtering*

No magnétron *sputtering* o alvo é estrategicamente colocado numa região do espaço onde a densidade de fluxo magnético é controlada de modo a aprisionar os elétrons secundários numa região próxima à superfície do mesmo, aumentando a taxa de ionização e conseqüentemente o rendimento do *sputtering*.

Para os valores de indução magnética usada em magnétron *sputtering* que são da ordem de  $10^{-2}$  T, somente os elétrons são significativamente afetados, os íons devido a sua massa muito grande, quase não sofrem desvio na sua trajetória.

Visando fornecer um suporte formal à descrição dos fenômenos físicos desenvolvidos quando da exploração do magnétron *sputtering*, em reatores de plasma, discutiremos a dinâmica da partícula carregada em regiões do espaço onde campos eletromagnéticos estão presentes.

Na descrição geral do movimento de uma partícula com: carga  $e$ ; momento  $\vec{p} = m\vec{v}$  e energia  $\mathcal{E}$ , movendo-se na presença de campos: elétrico  $\vec{E}$  e magnético  $\vec{B}$  numa certa região do espaço, as seguintes equações são usadas (JACKSON, 1999):

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{p}}{dt} &= e \left[ \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right] \\ \frac{d\mathcal{E}}{dt} &= e\vec{v} \cdot \vec{E}\end{aligned}\tag{2.5}$$

Por ter em conta que a indução magnética  $\vec{B}$  em magnétron *sputtering* é geralmente gerada por ímãs permanentes, assim fornecendo  $\vec{B}$  estático e uniforme, e ainda abstraindo, inicialmente, a existência de campo elétrico, isto é,  $\vec{E} = 0$ , a equação (2.5) assume a forma:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B}\tag{2.6}$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = 0\tag{2.7}$$

Sendo a energia “ $\mathcal{E}$ ” uma constante temporal, o módulo da velocidade  $|\vec{v}|$ , e por conseqüência o fator de Lorentz “ $\gamma$ ”, são também constantes. Em sendo assim a equação (2.6) pode ser escrita como:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{v} \times \vec{\omega}_B \quad (2.8)$$

Onde:

$$\vec{\omega}_B = \frac{e\vec{B}}{\gamma m_0 c} = \frac{ec\vec{B}}{E} \quad (2.9)$$

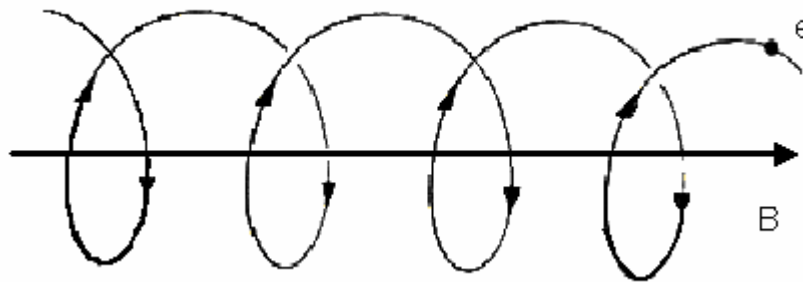
é a frequência de precessão e  $m_0$  é a massa de repouso da partícula. O movimento descrito pela equação (2.8) pode ser decomposto por um movimento circular perpendicular a  $\vec{B}$  e simultâneo a um translacional uniforme paralelo a  $\vec{B}$ . Sendo a solução para a velocidade dada por:

$$\vec{v}(t) = v_{\parallel} \vec{e}_3 + \omega_B a (\vec{e}_1 - i\vec{e}_2) e^{-i\omega_B t} \quad (2.10)$$

Onde  $\vec{e}_3$  é um vetor unitário paralelo ao campo;  $\vec{e}_1$  e  $\vec{e}_2$  são vetores unitários ortogonais;  $v_{\parallel}$  é a componente da velocidade paralela ao campo e “ $a$ ” é o raio de giração. O deslocamento da partícula é obtido por integração da equação (2.10).

$$\vec{x}(t) = \vec{x}_0 + v_{\parallel} t \vec{e}_3 + ia (\vec{e}_1 - i\vec{e}_2) \quad (2.11)$$

A trajetória da partícula é uma hélice de raio “ $a$ ” e ângulo de passo  $\alpha = \arctan(v_{\parallel}/\omega_B a)$  (JACKSON, 1999), figura 2.6.



**Figura 2.6:** Movimento de uma partícula com carga  $e$  em campo magnético uniforme. (REITZ; MILFORD; CHRISTY, 1999).

Façamos agora uma melhor aproximação da situação existente no reator de plasma onde os campos: elétrico  $\vec{E}$  e magnético  $\vec{B}$  estão presentes. Todavia faremos por ora a restrição que  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  são ortogonais, isto é  $\vec{E} \perp \vec{B}$ . Neste caso,  $E \neq \text{constante}$ , e não será possível obter uma equação simples para a velocidade tal como na equação (2.10) onde o



campo elétrico era nulo. Todavia, podemos ainda simplificar as equações do movimento mediante uma transformação de Lorentz que nos leve a um sistema  $K'$  animado de velocidade  $\vec{u}$ , (chamada de velocidade de arraste) em relação ao sistema original. Neste sistema,  $K'$ , a equação para o movimento duma partícula sob a força de Lorentz é:

$$\frac{d\vec{p}'}{dt'} = e \left[ \vec{E}' + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B}' \right] \quad (2.12)$$

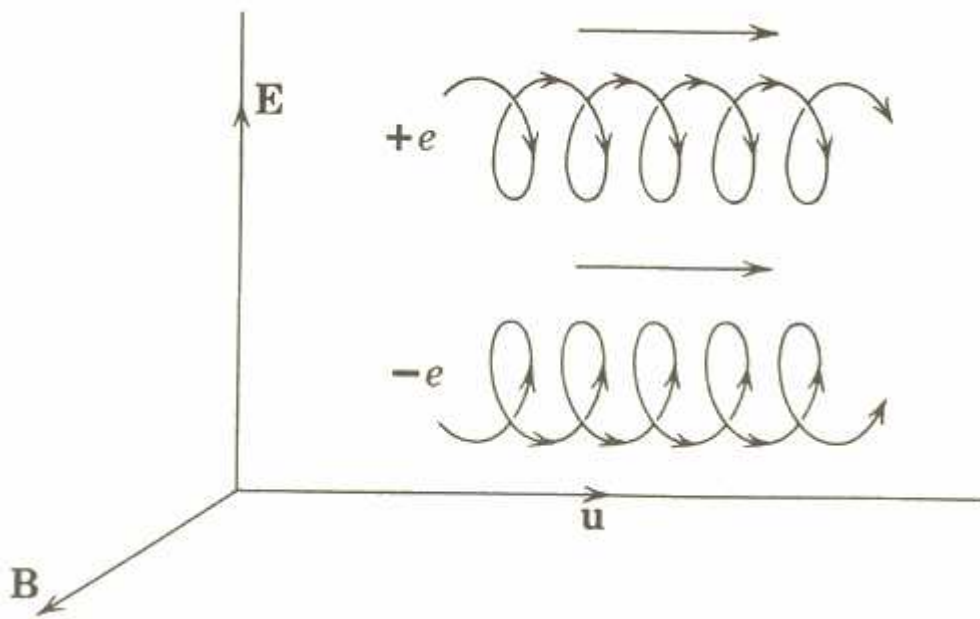
Onde as variáveis com linha se referem ao sistema  $K'$ . Se  $|\vec{E}| < |\vec{B}|$  e  $\vec{u}$  perpendicular aos dois vetores  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$ .

$$\vec{u} = \frac{c}{B^2} \vec{E} \times \vec{B} \quad (2.13)$$

Os campos em  $K'$  serão:

$$\begin{aligned} \vec{E}'_{\perp} &= \gamma \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{u} \times \vec{B} \right) = 0 \\ \vec{B}'_{\perp} &= \gamma^{-1} \vec{B} = \left( \frac{B^2 - E^2}{B^2} \right)^{1/2} \vec{B} \end{aligned} \quad (2.14)$$

No referencial  $K'$ , o único campo que atua é o magnético estático  $\vec{B}'$ , que tem a mesma direção que  $\vec{B}$  porém é mais fraco por um fator  $\gamma^{-1}$ . Assim, o movimento em  $K'$  é igual ao caso em que tínhamos o campo elétrico nulo, sendo descrito por uma hélice em torno das linhas de  $\vec{B}'$ . Conforme se vê no sistema de coordenadas original, este movimento é acompanhado por um arraste uniforme  $\vec{u}$ , perpendicular a  $\vec{E}$  e a  $\vec{B}$  sendo descrito pela equação (2.13). Este arraste pode ser entendido qualitativamente observando que uma partícula que principia a girar em torno de  $\vec{B}$  e é acelerada pelo campo elétrico, ganha energia e assim se movimenta em uma trajetória com um raio que, aproximadamente num meio ciclo, é um tanto maior. Na outra metade do ciclo o campo elétrico retarda a partícula, provocando perda da sua energia, e ela se movimenta em um arco de raio menor. É importante observar através da equação (2.13), que  $\vec{u}$  não depende do sinal da carga da partícula; dessa forma concluímos que, todos os componentes do plasma se deslocam no mesmo sentido, independente do sinal de sua carga, ainda que seus giros individuais possam ser diferentes, figura 2.7.



**Figura 2.7:** Arraste  $\vec{E} \times \vec{B}$  de partículas carregadas em campos cruzados. (JACKSON, 1999).

A velocidade de arraste  $\vec{u}$ , equação (2.13) só tem significado físico quando for menor que a velocidade da luz, isto é, somente se  $|\vec{E}| < |\vec{B}|$ . Se  $|\vec{E}| > |\vec{B}|$ , o campo elétrico é tão intenso que a partícula é continuamente acelerada na direção de  $\vec{E}$  e a sua energia continua a aumentar com o tempo, (JACKSON, 1999).

O ambiente em que descrevemos o movimento da partícula carregada em meio eletromagnético, é ainda muito restritivo para se ter em conta a descrição de aplicações práticas de magnétron *sputtering* em reatores de plasma. Assim, é imperioso que algumas das simplificações impostas sejam relaxadas.

Inicialmente, embora mantendo a condição de campo estático, vamos admitir que a condição de uniformidade seja relaxada, isto é, o campo magnético apresenta variação espacial. Façamos a suposição que a distância onde haja apreciável variação de  $\vec{B}$  (em módulo e direção), seja grande se comparada ao raio de giro da partícula ao redor da linha de indução.

Em aproximação de menor ordem admitiremos que a partícula descreve um movimento helicoidal ao redor das linha de  $\vec{B}(x)$ , e com frequência  $\bar{\omega}_{B(x)} = e\vec{B}(x)/\gamma mc$ , dada pelo valor local de  $B(x)$ . Vamos considerar que a variação espacial de  $\vec{B}$ , seja dada por um

gradiente perpendicular à direção de  $\vec{B}$ , isto é,  $\vec{\nabla}_{\perp} B$ . Em aproximação complementar descreveremos as pequenas mudanças no plano da órbita em termos de um arraste segundo o eixo de giro 'x'.

Na descrição deste movimento seja:

$$v_{\perp} = v_0 + v_1 \quad (2.15)$$

Onde:

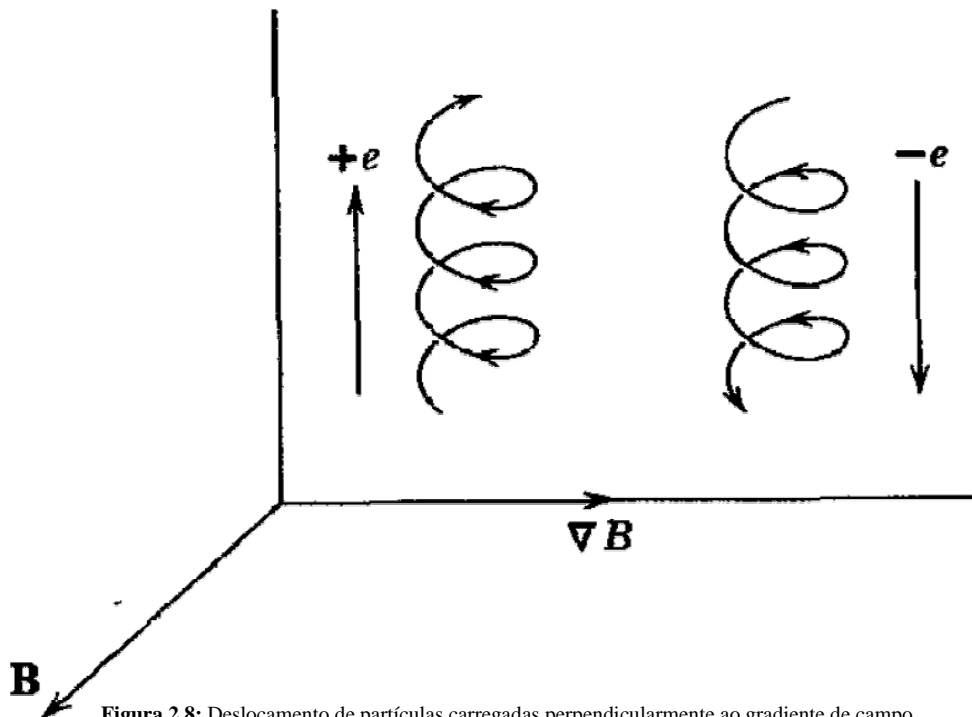
$v_0 \rightarrow$  velocidade transversal correspondente ao campo uniforme;

$v_1 \rightarrow$  introdução de pequena correção.

Admitindo que o valor médio de  $v_1$ , isto é,  $\langle v_1 \rangle = v_G$  (velocidade de arraste) seja não nulo então é possível mostrar que :

$$\frac{v_G}{\omega_B a} = \frac{a}{2B^2} \vec{B} \times \vec{\nabla}_{\perp} B \quad (2.16)$$

Dáí resulta que se  $\nabla_{\perp} B/B \ll 1$  a partícula gira com velocidade  $\omega_B a$  enquanto se movimenta lentamente com velocidade  $v_G$  na direção perpendicular ao giro, isto é, perpendicularmente a  $\vec{B}$  e a  $\vec{\nabla}_{\perp} B$ . A figura 2.8 esquematiza esta situação.



**Figura 2.8:** Deslocamento de partículas carregadas perpendicularmente ao gradiente de campo magnético. (JACKSON, 1999).

Além do arrete,  $v_G$ , devido ao gradiente de  $B$ , há que se considerar a velocidade de deslocamentos do raio de giração devido à curvatura das linha de indução  $v_C$ . Destas variações espaciais do campo magnético, e em regiões do espaço onde correntes elétricas sejam desprezíveis, se pode obter uma velocidade de arraste geral,  $v_D$ , que é dada pela soma de:

$$v_D = v_G + v_C \quad (2.17)$$

No caso de partícula carregada, com velocidade sub-relativística e em equilíbrio térmico se pode ter que (JACKSON, 1999):

$$v_D[cm/s] = \frac{172T[K]}{R[m]B[gauss]} \quad (2.18)$$

Aqui  $R$  é o raio vetor do centro de curvatura da linha de indução ao ponto ocupado pela carga.

Tipicamente para aplicação em reatores de plasma:  $R \approx 10^{-1}$  m;  $T \approx 10^4$  K(1 eV) e  $B \approx 10^3$  gauss, donde  $v_D \approx 2 \times 10^2$  m/s. Em contra partida, a velocidade tangencial do elétron ao redor da linha de indução (condição de equilíbrio térmico)  $v \approx 7 \times 10^5$  m/s. Assim o assumido que  $v_D \ll v$  é perfeitamente suportado como hipótese.

Um elo comum, e limitante, no tratamento até aqui desenvolvido, sobre o movimento de partículas carregadas em campos eletromagnéticos é que, em todos os casos, os movimentos se desenvolvem perpendicularmente às linhas do campo magnético. Vamos agora, em busca da generalização necessária, incluir o caso em que a velocidade tenha além da componente perpendicular também uma componente acelerada paralela à linha de força do campo magnético. Esta inclusão, componente da velocidade paralela ao campo magnético, completará a estrutura formal necessária à descrição dos fenômenos físicos que permitem a operacionalização do magnétron *sputtering*.

Vamos admitir que a intensidade da indução magnética, na região onde a partícula se move, varie lentamente no espaço e no tempo. A exploração desta condição permitirá o uso de um instrumento conceptual muito poderoso: o conceito de *invariante adiabático*. O uso deste conceito é especialmente fértil no estudo de perturbações. Assim, centraremos nossa atenção na descrição do movimento duma partícula carregada na presença de campos que variem lentamente, variações estas que podem ser consideradas pequenos desvios (perturbações), do campo uniforme e estático que já tratamos anteriormente. O conceito de invariância adiabática é introduzido considerando as integrais de ação de um sistema mecânico.

Sejam  $p_i$  e  $q_i$  momento e coordenadas canônicos generalizados, então para cada coordenada,  $i$ , que seja periódica, se define a integral de ação,  $G_i$ , tal que:

$$G_i = p_i q_i \quad (2.19)$$

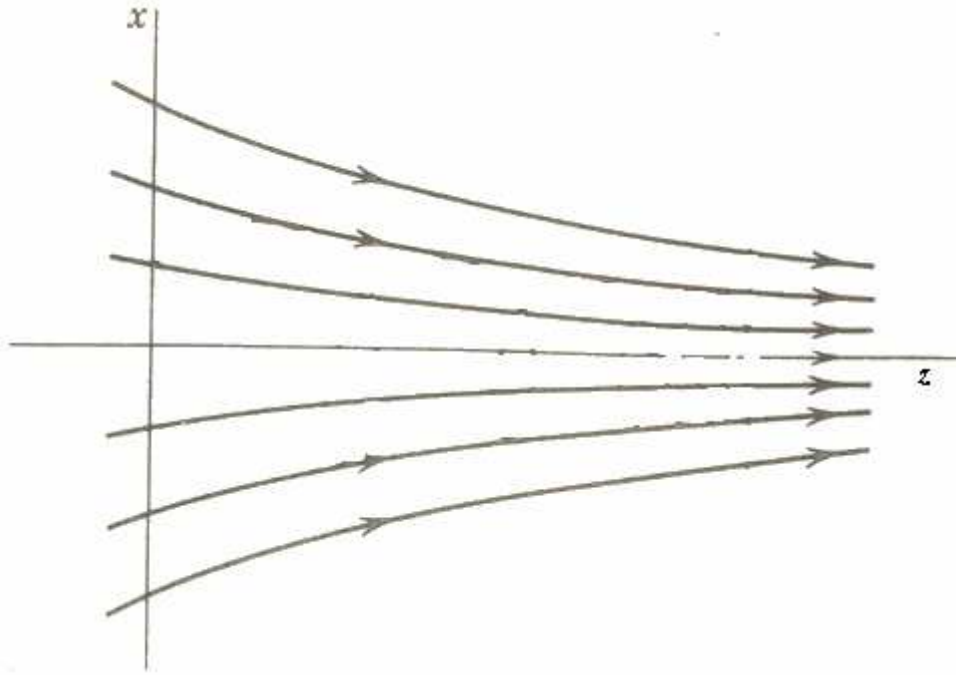
Está estabelecido que: “se para um sistema mecânico, num dado estado de movimento, for efetuada uma mudança adiabática de alguma propriedade e que este sistema, após longo tempo, tenha evoluído para outro estado mecânico distinto, o movimento final exibirá integrais de ação que tenham os mesmos valores que apresentavam no sistema inicial”, (BORN, 1927).

Confinando a generalização do estabelecido a nosso interesse atual, é possível mostrar que: a invariância adiabática da integral de ação  $G$ , significa que o *fluxo magnético*, limitado pela órbita da partícula, permanecerá inalterado após a evolução (adiabática) do sistema. Esta constância do fluxo pode ser expressa de várias formas onde estão presentes: o raio da órbita,  $a$ ; o momento transversal  $p_{\perp}$ ; e o momento magnético  $\mu = e\omega_b a^2 / 2c$ . Estas diferentes formas de apresentação dos invariantes adiabáticos são:

$$\left\{ \begin{array}{l} Ba^2 \\ p_{\perp}^2 / B \\ \mu \end{array} \right\} \text{ invariantes adiabáticos} \quad (2.20)$$

Vamos agora aplicar a formalização desenvolvida para o movimento de elétrons ao reator de plasma, nas cercanias do magnétron. As condições de contorno, no espaço restrito de confinamento dos elétrons no magnétron, atendem aos requisitos: a indução magnética  $B$  é estática (gerada por ímãs permanentes fixos); a indução embora independente do tempo, apresenta uma divergência muito moderada segundo sua direção; o movimento orbital dos elétrons, confinados ao redor das linhas de indução, num meio ciclo é acelerado pelo campo elétrico existente entre o alvo e o substrato, ganha energia. Na outra metade do ciclo este campo elétrico retarda a partícula, provocando perda da sua energia. Nestas condições, a energia da partícula  $\mathcal{E} = \text{cte}$ , isto é,  $|v|$  é uma constante do movimento e, asseguramos assim, a constância do fluxo magnético limitado pela órbita do elétron.

Para clareza dos argumentos vamos eleger o eixo  $z$  (segundo o qual  $B$  é dirigido), paralelo à superfície do alvo. Tendo o eixo  $z$  como referência se admite: em direção paralela a  $z$  uma divergência débil de  $B$  e, perpendicular a  $z$  uma curvatura das linhas de  $B$ . Esta situação está ilustrada na figura 2.9.



**Figura 2.9:** Linhas de indução magnética com um pequeno gradiente na direção do eixo  $z$  com pequena curvatura perpendicular a  $z$ . (JACKSON, 1999).

Suponhamos que um elétron gire ao redor de  $z$ , com raio  $a$  e com velocidade que tenha componente transversal  $v_{\perp 0}$  e componente paralela  $v_{//0}$  no ponto  $z = 0$ , onde a componente axial de  $B$  é  $B_0$ . Como o módulo da velocidade do elétron é constante, se pode escrever para qualquer posição ao longo de  $z$ :

$$v_o^2 = v_{//}^2 + v_{\perp}^2 \quad (2.21)$$

Em particular, no ponto  $z = 0$ :  $v_o^2 = v_{//0}^2 + v_{\perp 0}^2$  e  $B = B_0$ . Tendo assegurado que o fluxo limitado pela órbita da partícula é uma constante do movimento, equação (2.20). Podemos escrever:

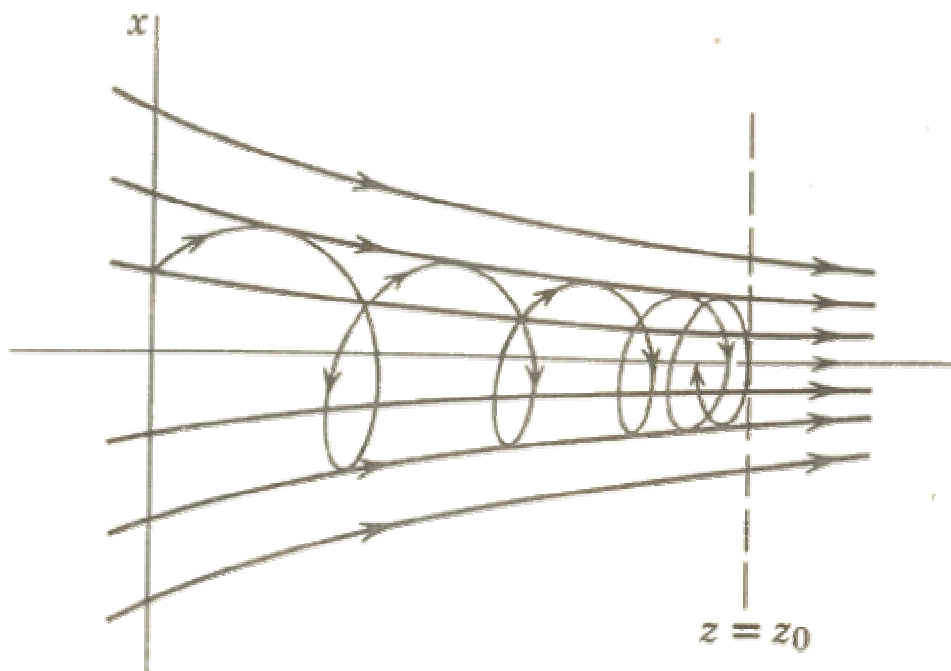
$$\frac{v_{\perp}^2}{B} = \frac{v_{\perp 0}^2}{B_0} \quad (2.22)$$

Onde  $B$  é a indução magnética axial local. Posto isso é possível escrever que  $v_{//}$  em qualquer ponto, ao longo de  $z$  será dado por:

$$v_{//}^2 = v_o^2 - v_{\perp 0}^2 \frac{B(z)}{B_0} \quad (2.23)$$

Vamos analisar com algum cuidado o alcance desta equação. Observe que se  $B(z)$  aumentar o suficiente a equação se anulará, chamaremos a este ponto de  $z = z_0$ . Como o fluxo deve permanecer constante, isso implica que o elétron gira em espirais cada vez mais

compactas, convertendo sua energia de translação em energia de rotação até que sua velocidade axial,  $v_{//}$ , se anule. Neste ponto,  $z = z_0$ , o elétron, mantendo o sentido de giro, volta no sentido negativo do eixo  $z$ . Neste caso se diz que o elétron foi refletido pelo campo magnético. O ponto  $z = z_0$ , ilustra a posição do que se convencionou chamar de espelho magnético, onde partículas carregadas são refletidas em regiões de alta densidade de campo magnético. Na figura 2.10, se apresenta um esquema ilustrando o uso do espelho magnético.

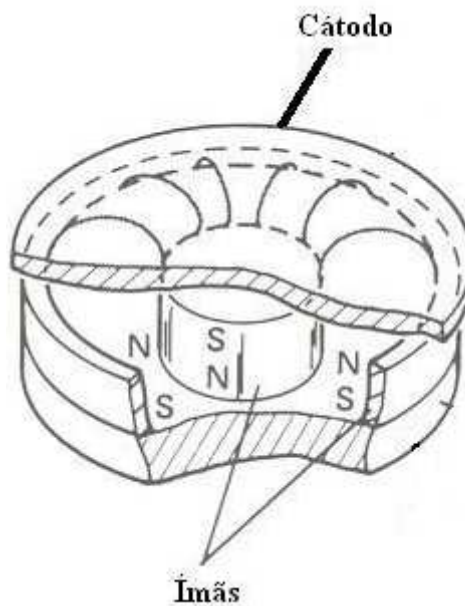


**Figura 2.10:** Reflexão de uma partícula para fora da região de elevada intensidade do campo. (JACKSON, 1999).

No caso específico do magnétron *sputtering*, o confinamento dos elétrons, nas regiões próximas ao alvo se faz pela ação de um par de espelhos magnéticos, nas proximidades das peças polares dos ímãs, onde há um acentuado crescimento da densidade de linhas de força do campo magnético. Este particular artifício de confinamento, duplo espelho magnético, resulta num significativo aumento da probabilidade de formação de íons, nas proximidades do alvo, e por consequência um significativo aumento de bombardeamento sobre o material do alvo. Na literatura se estima que as taxas de deposições alcançadas pelo magnétron *sputtering* são da ordem de  $10^3$  vezes maior que no *sputtering* convencional (FIGUEIRA, 1995).

Outra vantagem do magnétron *sputtering* é que o substrato não mais é bombardeado por elétrons energéticos, como no caso do *sputtering* convencional, com isso, é possível depositar filmes, ainda que sobre materiais sensíveis a altas temperaturas (plásticos, etc).

Os sistemas de magnétron *sputtering* se diferenciam tanto pela geometria como pela configuração do campo magnético. Existem diversas geometrias de cátodos magnétron *sputtering*, sendo a mais usada o magnétron planar circular, figura 2.11, cuja configuração consiste de uma placa plana, circular, (alvo), tendo dispostos atrás os ímãs, que têm por finalidade confinar os elétrons próximo à superfície do alvo. A conformação das linhas de campo magnético forma um túnel de plasma confinado, sob o qual se forma a zona ou trilha de erosão.



**Figura 2.11:** Magnétron planar circular. As linhas curvas representam linhas de campo magnético. Adaptado de (VOSEN; KERN, 1978).



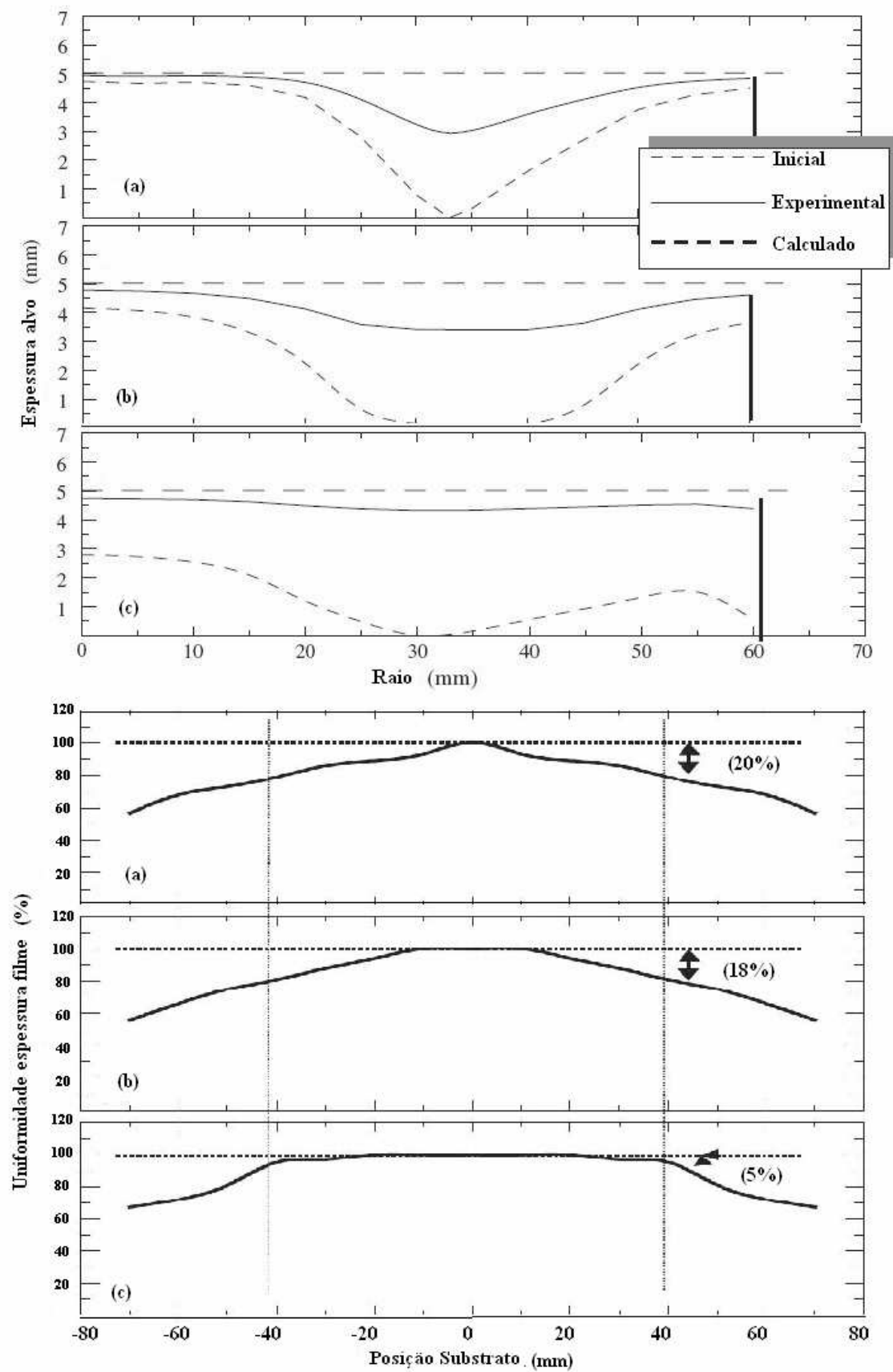
### 3. Configurações Magnéticas

O aproveitamento do alvo é um fator importante no magnétron *sputtering*, sendo ele definido por:

$$K_m = \frac{(m_o - m_k)}{m_o} \quad (3.1)$$

Onde  $m_o$  é a massa inicial do alvo e  $m_k$  é a massa final do mesmo.

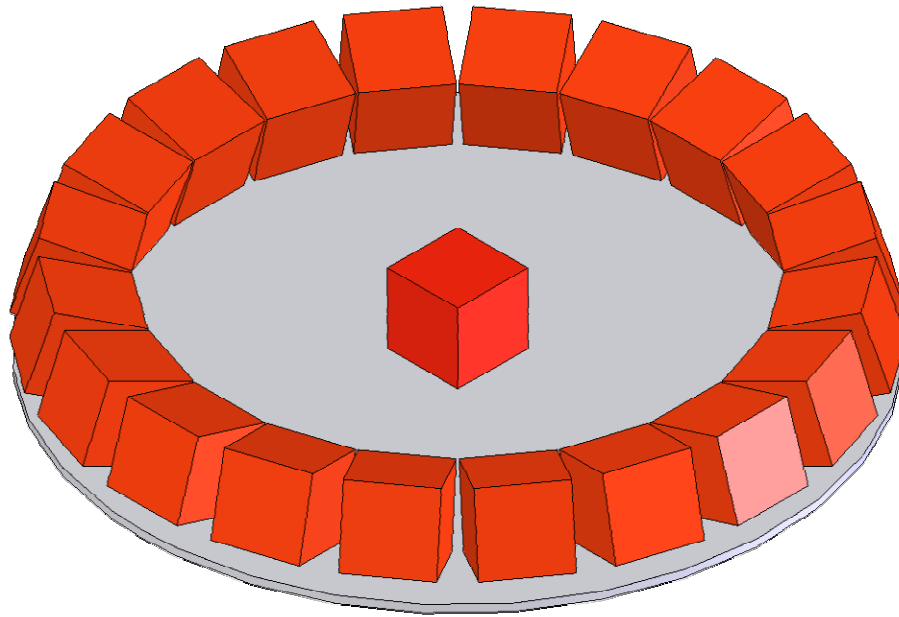
O fator determinante no aproveitamento do alvo, no caso do magnétron *sputtering*, é a configuração magnética dependendo muito pouco da tensão do cátodo ou da distância cátodo-ânodo. (BURMAKINSKII; ROGOV, 2003). Vale lembrar que configurações magnéticas menos cuidadosas poderão provocar processos erosivos localizados, pela retirada não uniforme do material do alvo, o que causa sub-aproveitamento deste e, por via de consequência, uma deposição não uniforme do filme depositado. Na figura 3.1 temos três perfis de erosão comparado com seus respectivos filmes depositados. Percebemos que a uniformidade de deposição está diretamente relacionada com uniformidade do aproveitamento do alvo.



**Figura 3.1:** Perfil de erosão do alvo, comparado com uniformidade de deposição do filme. Adaptado de (ISEKI, 2006).

### 3.1 Perfil de Erosão

Na figura 3.2 temos a representação de uma geometria magnética que usamos inicialmente em um reator de magnétron *sputtering*. O sistema é composto por um conjunto de ímãs em forma de cubo (10mm de aresta) tendo um no centro e os demais dispostos circularmente num raio de 45mm. O conjunto é fixado sobre um disco de ferro com raio de 45mm e 1mm de espessura. O alvo (não apresentado na configuração) é uma placa quadrada de titânio com 100mm de aresta e 10mm de espessura.



**Figura 3.2:** Representação de uma geometria magnética utilizada em um reator de magnétron *sputtering*.

Na figura 3.3, obtida por simulação, podemos ver um corte radial da geometria juntamente com as linhas de fluxo magnético. Percebemos nesta figura duas regiões: uma em que as linhas de fluxo magnético se fecham sobre o alvo; e outra em que as linhas de fluxo magnético são abertas em relação ao alvo. Isto tem implicação direta no perfil de erosão do alvo.

As linhas de fluxo magnéticas fechadas em relação ao alvo mantêm os elétrons presos próximos à superfície do mesmo, região entre dois espelhos magnéticos, sendo onde se forma o plasma e conseqüentemente é a região onde temos a retirada de material do alvo. Isto pode ser visto na figura 3.4 onde, para os dados obtidos experimentalmente, temos a superposição entre a componente de indução magnética paralela à superfície do alvo,  $B_R$ , com o perfil de erosão.

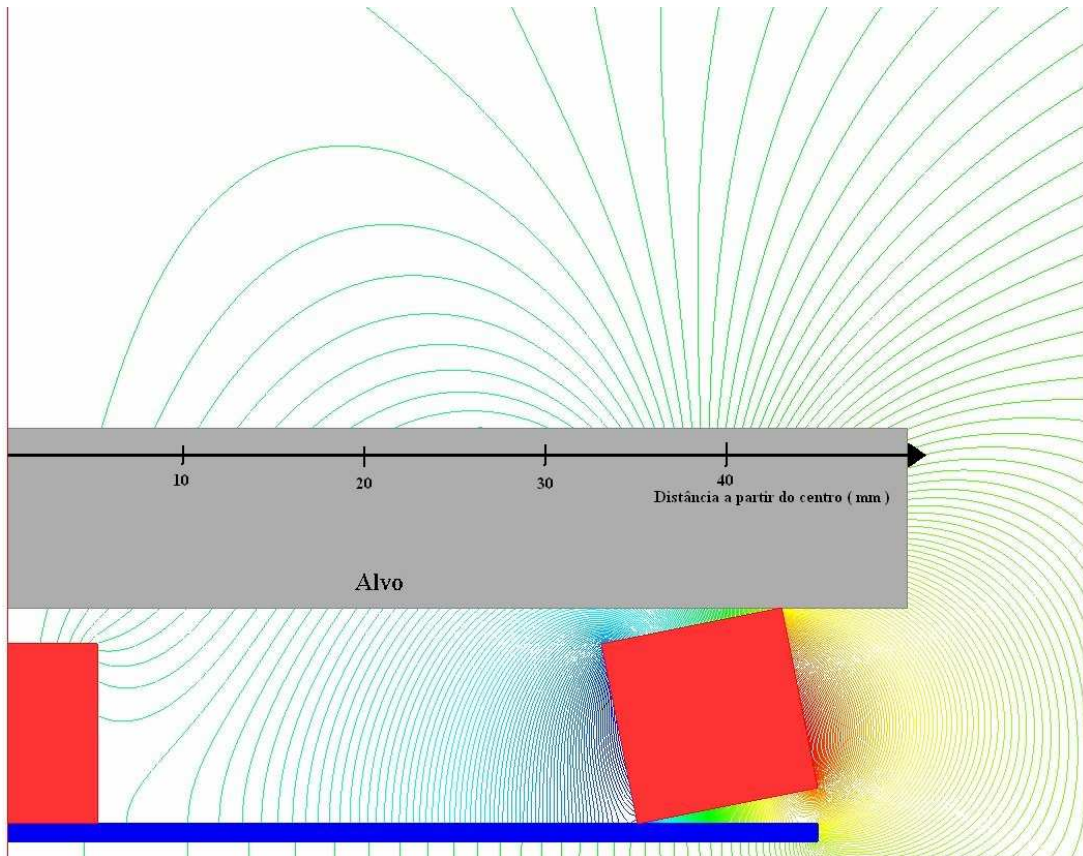


Figura 3.3: Representação radial com as linhas de fluxo magnético.

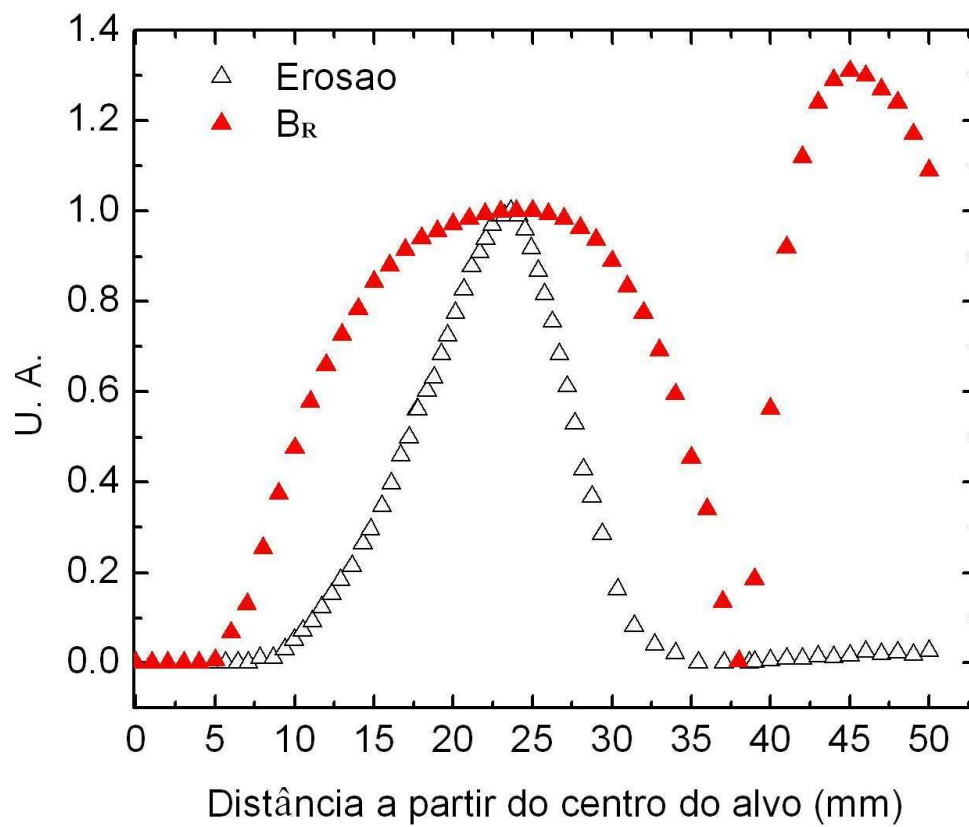


Figura 3.4: Comparação do perfil de erosão com  $B_R$ .

## 3.2 Simulações

Simulação, aqui é entendida como um conjunto de técnicas numéricas geralmente apoiadas por: modelamentos matemáticos, estatística e de algoritmos, que é usada visando auxiliar na tomada de decisões sobre rotas alternativas a serem exploradas experimentalmente. É usada, sobretudo para analisar sistemas complexos do mundo real, onde se busca a melhor forma de prever um comportamento futuro, minimizando a necessidade de testar ou expor o sistema a experimentos. Deste modo, com o avanço da tecnologia da computação e com a evolução das linguagens de programação, se tem conseguido resultados claros e condizentes com o mundo real. Assim a simulação é uma ferramenta que não pode ser negligenciada na otimização de processos. Efetivamente, o volume de cálculos em problemas de simulação é extremamente grande, e a inexistência, em nosso meio, de computadores suficientemente rápidos tem limitado a aplicação deste método à resolução de problemas com maior complexidade.

A solução simulada será tanto mais fidedigna quanto mais representativos sejam os parâmetros físicos usados no processamento, assim necessitamos de todo um aparato experimental para dar embasamento à simulação e, além do mais do nosso ponto de vista, nada pode ser tomado como certo até que se comprove experimentalmente. Em sendo assim, as proposições derivadas das simulações só terão status de solução caso tenham respaldo experimental.

### 3.2.1 Magnetismo

Sob o ponto de vista histórico, os fenômenos magnéticos são conhecidos e estudados desde tempos remotos. A magnetita ímã natural ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ); a invenção da bússola; e as pesquisas sobre a Terra, vista como um gigantesco ímã, datam de antes de 1600. Ao contrário da eletrostática, as leis básicas do magnetismo demoraram em aparecer, essa diferença se deve principalmente ao fato de que não existem cargas magnéticas livres, sendo assim diferente da eletrostática, e não se estabeleceu logo uma relação entre estes fenômenos (JACKSON, 1999).

A entidade básica para as investigações dos fenômenos magnéticos foi o dipolo magnético. Na presença de materiais magnéticos o dipolo tende a se alinhar numa certa

direção. Esta direção, por definição, é a direção da densidade de fluxo magnético simbolizada por  $\vec{B}$  (também conhecida como indução magnética e medida em tesla ( $T$ )). A grandeza densidade de fluxo é definida pelo torque mecânico  $\vec{N}$  exercido sobre o dipolo magnético:

$$\vec{N} = \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (3.2)$$

Onde  $\vec{\mu}$  é o momento de dipolo magnético.

A explicação quantitativa mais completa para os fenômenos magnéticos só ocorreu após o estabelecimento de uma relação entre os fenômenos elétricos e magnéticos. Isto só veio a acontecer no início do século XIX, quando Oersted descobriu que uma corrente elétrica produzia um campo magnético. Este trabalho juntamente com os trabalhos posteriores de Gauss, Henry, Faraday e o trabalho de síntese de Maxwell mostrou que a associação entre os campos elétricos e magnéticos é real, e estão inextricavelmente entrelaçados.

Em seu trabalho, Maxwell demonstra que as forças elétrica e magnética são dois aspectos diferentes do mesmo fenômeno, o eletromagnetismo. E ele sintetiza seus resultados em quatro equações, as chamadas *equações de Maxwell*.

Em meios isotrópicos e não dispersivos podemos escrever as *equações de Maxwell* como:

$$\vec{\nabla} \cdot \epsilon \vec{E} = \rho_v \quad (3.3)$$

Onde  $\epsilon$  é a rigidez dielétrica e  $\rho_v$  é a densidade volumétrica de cargas. Esta equação também é conhecida como *lei de Gauss* e estabelece a relação entre o fluxo elétrico que passa através de uma superfície fechada e a quantidade de carga elétrica que existe dentro desta superfície.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.4)$$

*Lei de Gauss* para o magnetismo e implica na não existência de monopólos magnéticos.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.5)$$

A *lei da indução de Faraday*, onde a variação do fluxo magnético no tempo induz um campo elétrico.

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} / \mu = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J} \quad (3.6)$$

Onde  $\mu$  é a permeabilidade magnética e  $J$  é a densidade de corrente elétrica. Para o caso em que não tivermos uma corrente elétrica, isto é,  $J=0$ , percebemos facilmente a relação entre o

campo elétrico e o campo magnético, sendo que a variação do campo elétrico no tempo produz um campo magnético:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3.7)$$

Para os problemas magnetostáticos, isto é, campos invariantes no tempo,  $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0$ , podemos escrever:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu \vec{J} \quad (3.8)$$

Se o  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$  então podemos afirmar que existe uma função tal que:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}(x) \quad (3.9)$$

Sendo  $\vec{A}(x)$  denominado de *vetor potencial magnético*.

Substituindo a equação (3.9) em (3.8) e usando a identidade matemática:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{F}) = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{F}) - \vec{\nabla}^2 \vec{F} \quad (3.10)$$

Obtemos:

$$\vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla}^2 \vec{A} = \mu \vec{J} \quad (3.11)$$

Utilizando uma *transformação de calibre* conveniente fazendo com que  $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$  (JACKSON, 1999) temos que:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} = -\mu \vec{J} \quad (3.12)$$

Assim os problemas magnetostáticos podem ser facilmente resolvidos. A vantagem de usar a formulação do *vetor potencial magnético* é que todas as condições são satisfeitas e estão combinadas em uma simples e única equação. Se  $\vec{A}$  for encontrado,  $\vec{B}$  e  $\vec{H}$  podem então ser deduzidos por diferenciação. No caso de um problema planar ou com simetria cilíndrica, duas das três componentes de  $\vec{A}$  são zero, restando apenas uma componente facilitando os cálculos e reduzindo em muito o tempo computacional.

### 3.2.2 Simulações Magnéticas

Com o objetivo de se obter uma configuração magnética que vise um máximo de aproveitamento do material no alvo e, conseqüentemente, uma deposição uniforme do filme fino, foram feitas simulações magnéticas bem como medidas experimentais. Para as

simulações se utilizou dois softwares: O Maxwell SV (ANSOFT CORPORATION, 2002) e o FEMM (MEEKER, 2006) ambos são pacotes iterativos para simular campos elétricos e magnéticos em duas dimensões. Usam o método de elementos finitos para resolver os problemas e permitem que se simule qualquer tipo de dispositivo em uma seção transversal, ou com simetria cilíndrica, onde o dispositivo inteiro pode ser analisado fazendo as simulações em suas seções: (seções de motores, de transformadores, arranjos de ímãs permanentes). Operacionalmente no uso dos aplicativos: se desenha a estrutura; se fornecem as características relevantes dos materiais a serem usados; especificam-se as condições de contorno que descrevam o comportamento do campo; as fontes da corrente, de cargas, ou a tensão; e finalmente se indica, as quantidades que se quer computar (como forças e torques). Os programas geram soluções do campo e calculam as quantidades pedidas. A facilidade no uso do FEMM em relação ao Maxwell SV, se deve ao fato de que junto dele vem incorporado a linguagem de programação LUA, que permite que se faça um “script”, com o objetivo de alterar as geometrias, calcular e analisar os resultados após o processamento, simplificando muito a análise dos dados.

Estes softwares resolvem os problemas por métodos numéricos iterativos. Estes métodos costumam procurar a solução do problema por minimizar uma certa quantidade, então, se um mínimo local for encontrado poderemos ter uma falsa solução, e aí uma das limitações, já que não há garantia de que o método convergirá para a solução procurada. Para termos segurança de que isso aconteceu, precisamos comparar os resultados das simulações com dados experimentais, então primeiramente devemos caracterizar os materiais, e assim definirmos o problema a ser simulado.

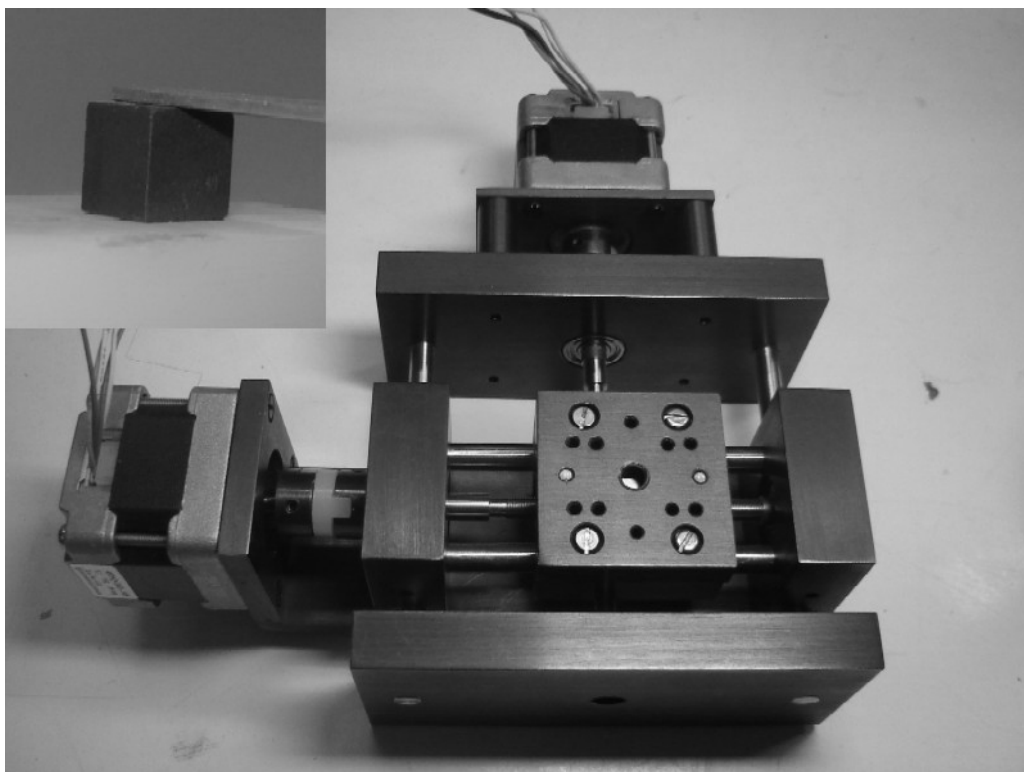
### **3.2.3 Comparação com Dados Experimentais**

Como inicialmente não se conheciam a potencialidade e a confiabilidade dos softwares foram feitos diversos trabalhos comparativos entre os resultados obtidos através das simulações com medidas experimentais, para as mesmas geometrias e características magnéticas.

Para a caracterização de propriedades magnéticas dos materiais de interesse, foram utilizados os seguintes equipamentos: uma balança de torção onde podemos medir momento magnético, e a partir do qual calculamos a remanência magnética do material; um



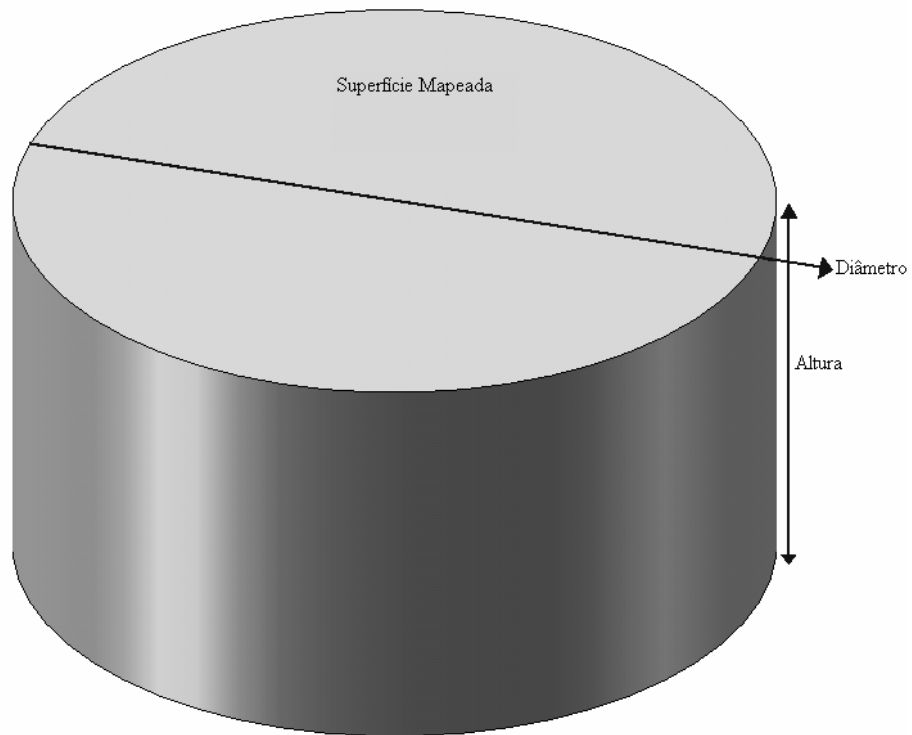
histerisígrafo, que permite medir indução magnética em função da temperatura e então determinar as demais figuras de mérito magnéticos de ímãs. Também foi construído um sistema de mapeamento magnético, constituído por: uma mesa tipo XY movida por dois motores de passo; uma Sonda Hall; e um circuito conversor analógico digital, figura 3.5. Com o uso de um algoritmo dedicado um computador controla a mesa XY, adquire e armazena os dados (posição  $X$ ,  $Y$  e indução  $B$ ), referentes à varredura da amostra. (SCHMIDT; PINTO, 2006).



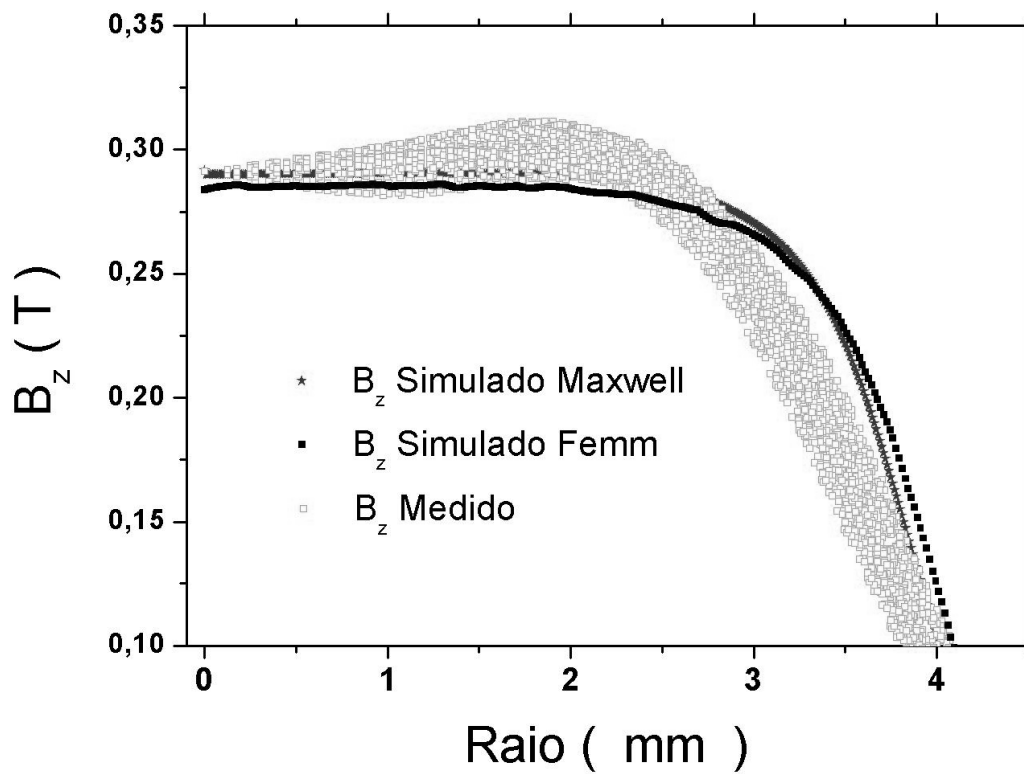
**Figura 3.5:** A mesa XY e, no detalhe, o posicionamento da sonda hall sobre uma amostra. (SCHMIDT; PINTO, 2006)

Na figura 3.6 é apresentada uma amostra com uma das geometrias utilizadas no estudo comparativo entre resultados simulados e medidos. Neste caso trata-se de um ímã cilíndrico de  $Nd_2Fe_{14}B$  com diâmetro igual 8,00mm e altura igual a 4,15mm, com remanência magnética  $B_r=0,95T$  estimada com base em dados de momento magnético obtido através da balança de torção. Os resultados obtidos através das simulações e do mapeamento são apresentados na figura 3.7, onde temos os dados para os valores da componente normal a superfície  $B_z$  tomados a 0,5 mm a partir da superfície do ímã. Os dados obtidos através do mapeamento apresentam uma certa dispersão, isto se deve ao fato de que o mapeamento é feito em toda a superfície do cilindro (os dados do mapeamento são obtidos numa forma matricial:  $X$ ;  $Y$ ; e  $B$ ;

e transformados em uma forma cartesiana onde obtemos valores para:  $R$ ; e  $B$ ). Os motivos da discrepância serão discutidos a seguir.



**Figura 3.6:** Geometria utilizada para comparação dos dados simulados com medidas experimentais.



**Figura 3.7:** Comparação entre dados de perfil simulados com o MAXWELL, FEMM e medidos. (WENGINOWICZ; SCHMIDT; PINTO, 2006).

Como podemos ver os softwares de simulações apresentaram resultados não divergentes. Todavia, em relação aos valores mapeados pelo aparato experimental não há aderência exata. A essência desta discrepância se deve a que o ímã usado não tem a homogeneidade pressuposta na simulação onde a remanência magnética é suposta homogênea e constante.

Ao usar a balança de torção para obter o momento magnético e com este calcular a remanência magnética, a mesma faz uma medida macroscópica e não se percebe detalhes de inomogeneidade no material magnético medido. Sendo que estes detalhes só são percebidos ao usarmos o sistema de mapeamento magnético. Na figura 3.8 apresenta se uma evidência experimental que suporta o argumento de inomogeneidade mostrado com o mapeamento em 3D. (WENGINOWICZ; SCHMIDT; PINTO, 2006).

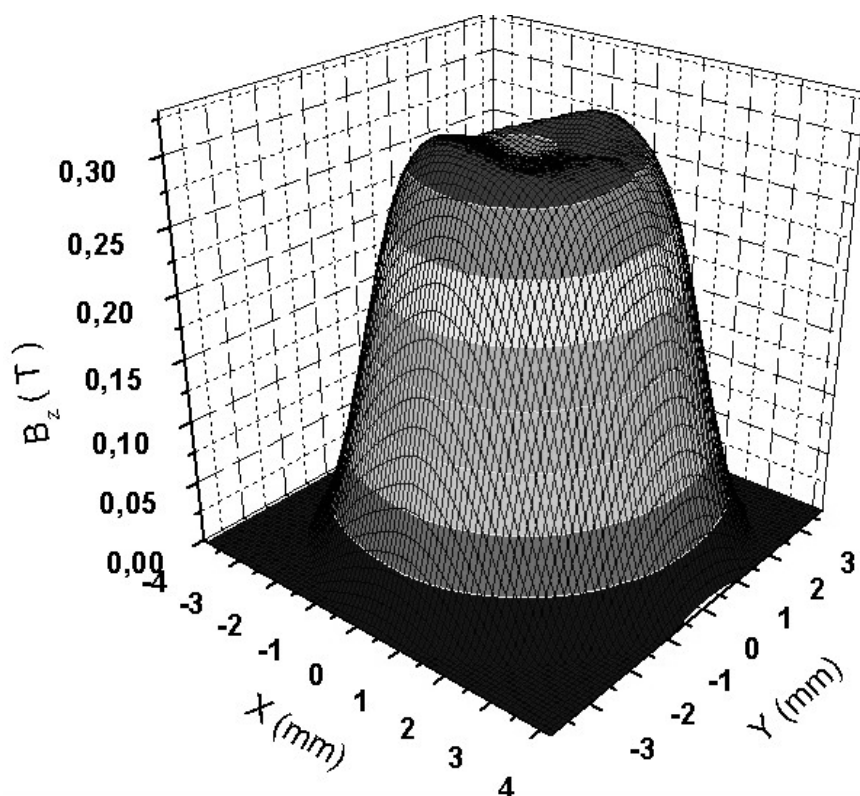
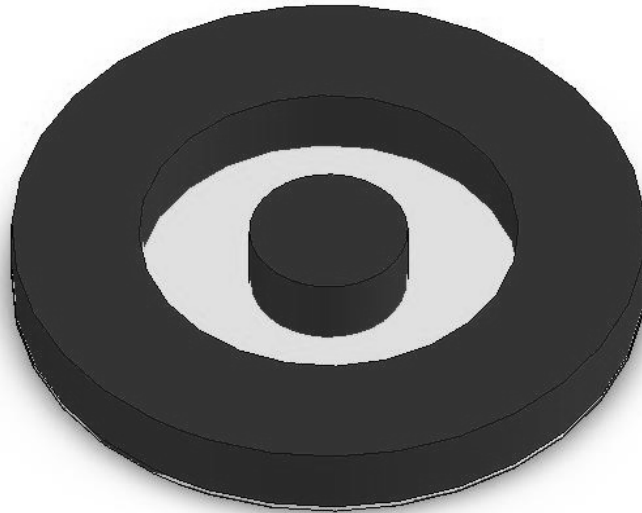


Figura 3.8: Mapeamento superfície cilindro. (WENGINOWICZ; SCHMIDT; PINTO, 2006).

### 3.3 Resultados das Simulações

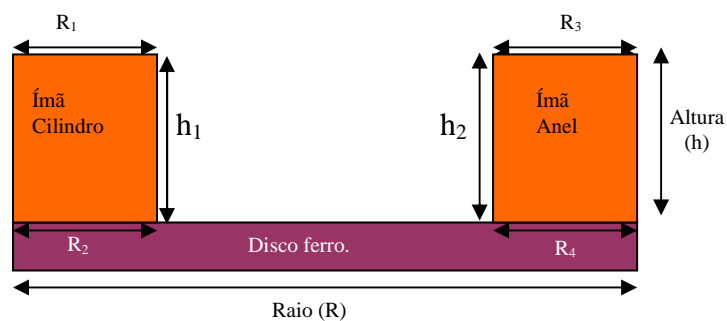
Na figura 3.9 apresentamos um desenho representativo da geometria de base utilizada nas simulações, a qual é composta por: um ímã no formato de anel, ímã externo; um ímã no formato cilíndrico, ímã central; e um disco de ferro.



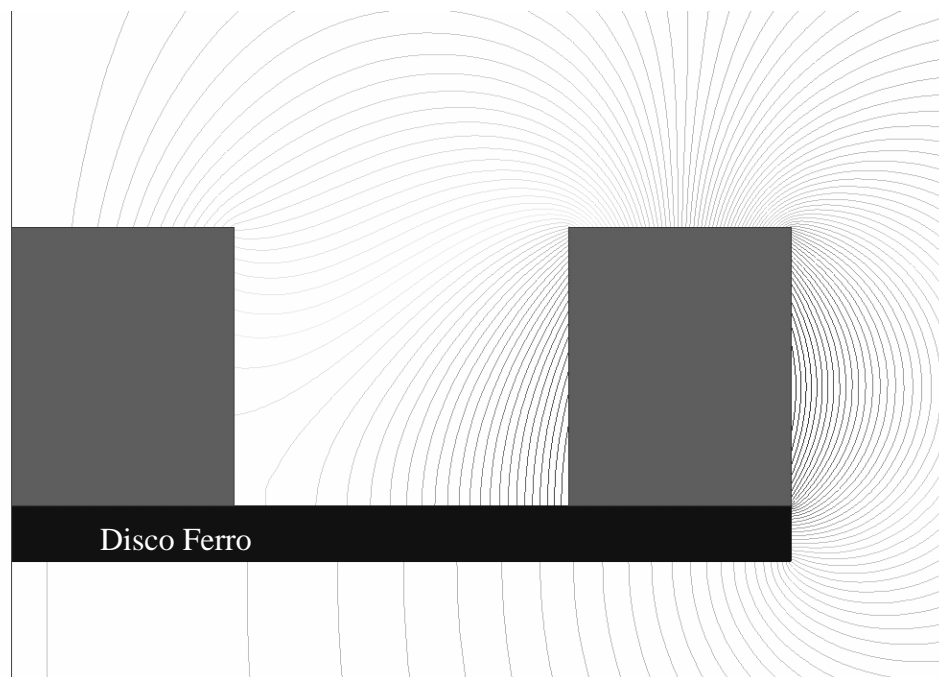
**Figura 3.9.** Representação da geometria usada na simulação.

As geometrias cilíndricas apresentam grande vantagem na hora de resolvê-las, pois as mesmas possuem simetria em relação ao eixo axial, transformando-se assim em um problema bidimensional, sendo que para resolvê-lo basta simular apenas a seção radial, figura 3.10. Um fator limitante ao simular a seção radial de uma geometria, é a remanência magnética, no caso das simulações estamos sempre considerando homogênea e constante, e como foi visto na seção 3.2.3 isto nem sempre é verdade.

O ferro possui a permeabilidade magnética da ordem de  $10^4$  vezes maior do que a permeabilidade do ar, isto fará com que as linhas de indução magnética fiquem quase que completamente confinadas no mesmo, sendo este o motivo da utilização do disco de ferro em um dos lados do arranjo magnético, isto pode ser visto na figura 3.11.



**Figura 3.10:** Esquema de geometria utilizada. Corte Radial.



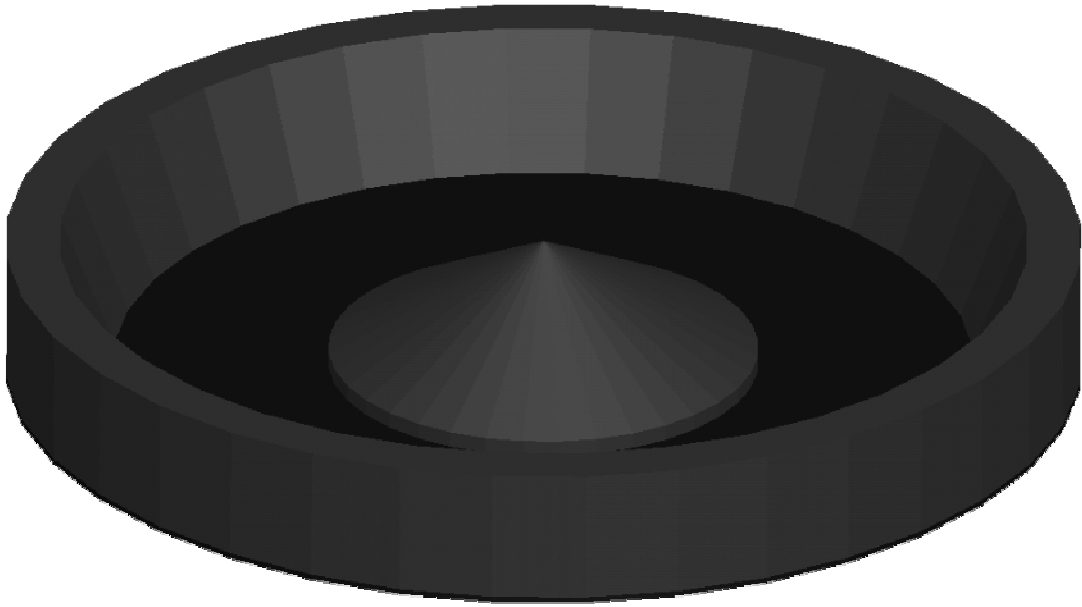
**Figura 3.11:** Cerceamento das linhas de indução pelo uso do disco de ferro.

As simulações inicialmente foram feitas fixando-se, o raio ( $R$ ) igual a 100mm e altura ( $h$ ) igual a 25mm (figura 3.10) para os demais parâmetros foi desenvolvido um “script” com a finalidade de efetuar a variação dos mesmos, sendo que:  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  e  $R_4$  variam entre 0mm e 50mm com um passo de 5mm;  $h_1$  e  $h_2$  variando entre 0mm e 25mm com passo de 5mm.

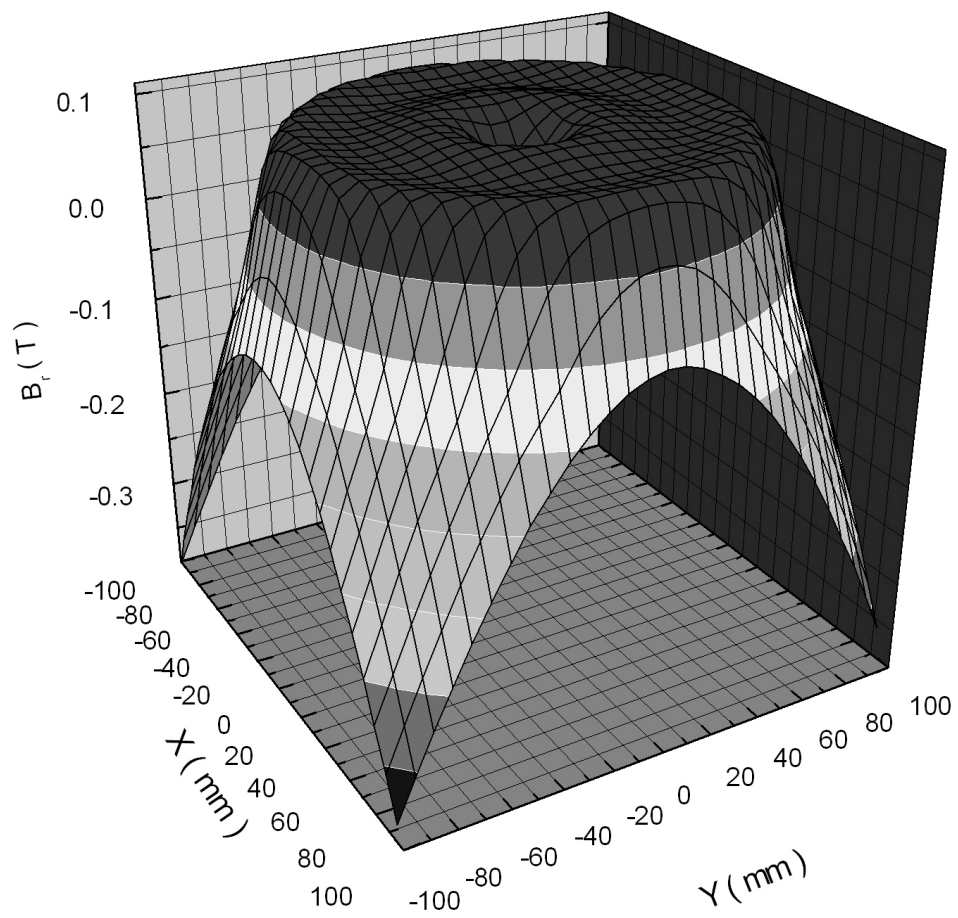
Para análise dos resultados das simulações foram feitas comparações da uniformidade da componente de indução magnética paralela à superfície ( $B_R$ ), para as diversas geometrias simuladas. O alvo foi considerado um disco, com diâmetro de 200mm e espessura de 10mm afastado, 2mm dos ímãs, sendo a análise feita na superfície deste disco (alvo), isto é, em uma superfície circular com diâmetro de 200mm e a 12mm afastados dos ímãs.

Como inicialmente o passo de varredura utilizado foi de 5mm, se delimitou uma região com a melhor uniformidade de  $B_R$ . Para encontrar a melhor geometria foi desenvolvido um novo “script” com a finalidade de efetuar um refinamento dos parâmetros nesta região, sendo que o passo de varredura agora utilizado foi de 1mm.

Um desenho representativo da geometria encontrada onde se obteve a melhor uniformidade de  $B_R$  é apresentada na figura 3.12. Sendo que para esta geometria a componente da indução magnética paralela à superfície do alvo,  $B_R$ , tem uma variação menos que 10% em relação ao valor de  $B_R$  máximo, em 65% de uma área concêntrica com o arranjo magnético, tendo 200mm de diâmetro e afastado 12mm da superfície dos ímãs, isto é mostrado na figura 3.13.



**Figura 3.12:** Representação da melhor geometria encontrada através de simulações.



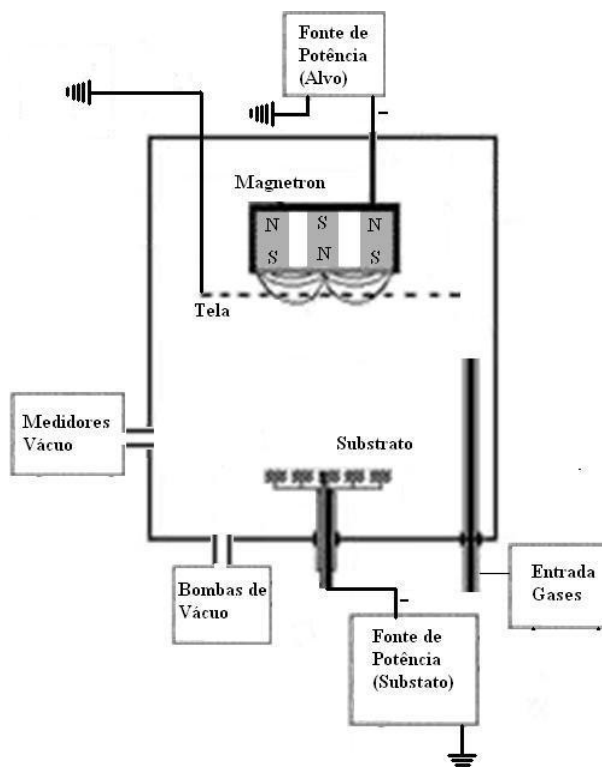
**Figura 3.13:**  $B_r$  plotado na superfície do alvo.

## 4. Montagem e Procedimentos Experimentais

### 4.1 Sistema de Vácuo

O sistema de bombeamento consiste de uma bomba difusora *modelo Mk2 63/150M BOC EDWARDS*, com velocidade de bombeamento de  $1,35 \times 10^{-1} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  ( $135 \text{ ls}^{-1}$ ) e pressão final de  $3,0 \times 10^{-6}$  Pascal [ $\text{Pa}$ ] ( $2,2 \times 10^{-8} \text{ torr}$ ) (BOC EDWARDS, 2000), acoplada a uma bomba mecânica *modelo RV5 BOC EDWARDS*, com velocidade de bombeamento de  $1,8 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  ( $1,8 \text{ ls}^{-1}$ ) e pressão final de  $2,0 \text{ Pa}$  ( $1,5 \times 10^{-2} \text{ torr}$ ) (BOC EDWARDS, 2000). O monitoramento da pressão é feito por dois medidores sendo: Um AIM (active inverted magnétron gauge) faixa de operação  $1,0 \text{ Pa}$  ( $7,5 \times 10^{-3} \text{ torr}$ ) -  $1,0 \times 10^{-6} \text{ Pa}$  ( $7,5 \times 10^{-9} \text{ torr}$ ) (BOC EDWARDS, 2001); um medidor pirani, *modelo APG-M* faixa de operação  $1,0 \times 10^5 \text{ Pa}$  ( $7,6 \times 10^2 \text{ torr}$ ) -  $1,3 \times 10^{-1} \text{ Pa}$  ( $1,0 \times 10^{-3} \text{ torr}$ ) (BOC EDWARDS, 2001). Na figura 4.1 podemos ver um desenho esquemático do sistema completo.

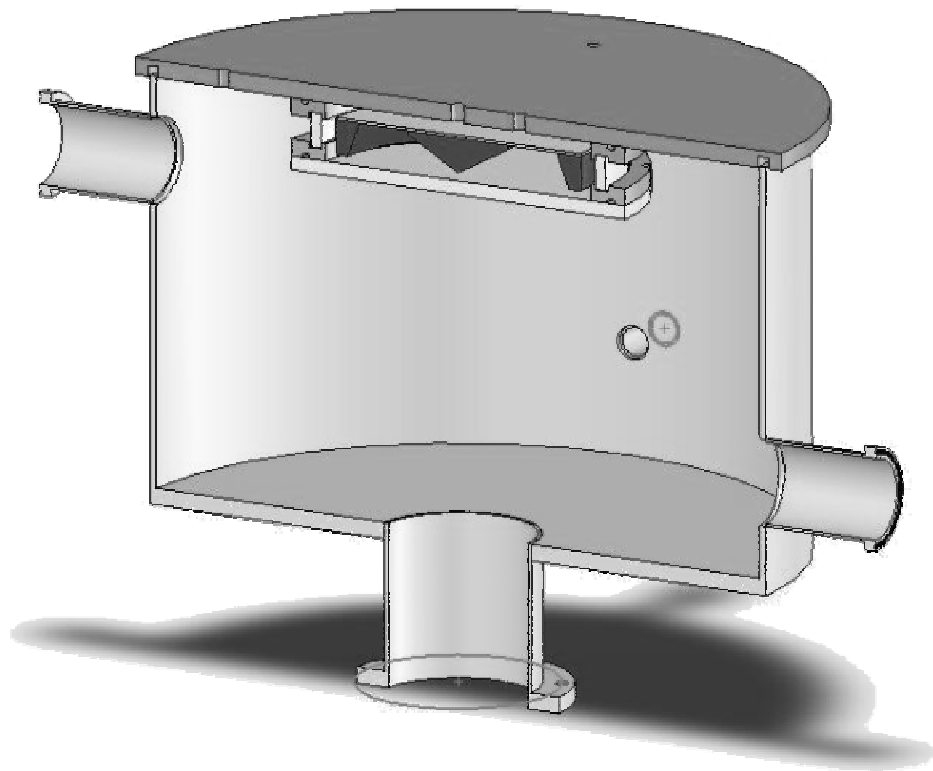
Inicialmente é realizado o bombeamento, com a bomba mecânica, até atingir uma pressão de  $1,3 \times 10^1 \text{ Pa}$  ( $10^{-1} \text{ torr}$ ), em seguida com o auxílio da bomba difusora se atinge pressão da ordem de  $1,3 \times 10^{-4} \text{ Pa}$  ( $10^{-6} \text{ torr}$ ).



**Figura 4.1:** Diagrama esquemático do reator de plasma. Adaptado de (FONTANA, 1997).

## 4.2 A Câmara de Descargas

A câmara de descargas consiste de um cilindro em aço inoxidável com dimensões: diâmetro  $\Phi=50\text{cm}$ ; altura  $h=30\text{cm}$ . Três janelas para observação; uma para acoplamento de equipamentos de medidas, controle e monitoramento; entradas para alimentação elétrica alvo, substrato, tela; entrada de sensores de temperatura alvo, substrato. O sistema é vedado permitindo se atingir pressões de  $\approx 10^{-4}\text{ Pa}$  ( $10^{-6}\text{ Torr}$ ). Na figura 4.2 temos um desenho da câmara de descargas, onde está representado um corte no diâmetro. Na parte superior temos o magnétron, na parte inferior fica posicionada a amostra.



**Figura 4.2:** Detalhes da câmara de descargas. Corte no diâmetro. Com altura  $h=30\text{ cm}$  e diâmetro  $\Phi=50\text{ cm}$ .

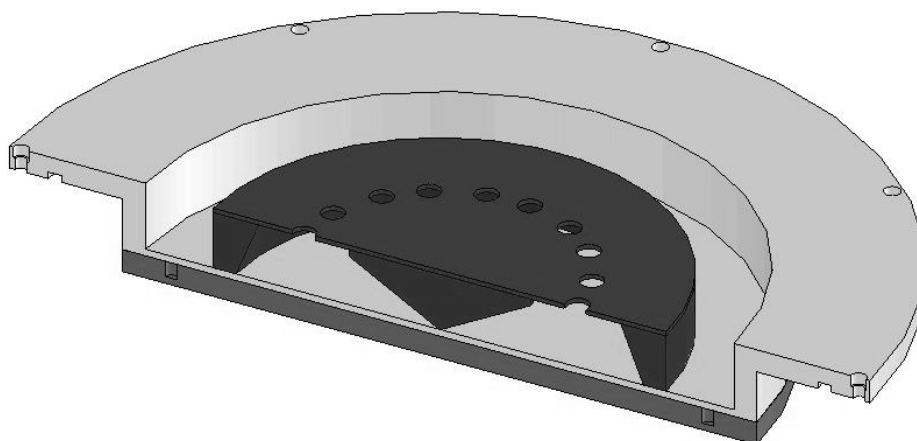
## 4.3 O Magnétron

O magnétron consiste de um disco de titânio (alvo) com diâmetro  $\Phi=280\text{mm}$  espessura de  $h=10\text{mm}$ , o qual funciona como cátodo. Nas simulações supomos um alvo com  $200\text{mm}$  de diâmetro, como veremos na seqüência, isto não representa perda no



aproveitamento do mesmo, pois sendo maior do que a geometria magnética encontrada através das simulações, permite que os ímãs sejam movimentados na retaguarda do alvo. Na figura 4.3 temos o magnétron em um corte diametral.

Da energia aplicada no processo de *sputtering* se estima que 75% é transformada em calor resultando em aquecimento do alvo, e 1% é utilizada na remoção do material do alvo e o restante sendo dissipado pelos elétrons secundários (VOSSEN; KERN, 1978).



**Figura 4.3:** Detalhes do magnétron. Corte no diâmetro.

#### 4.4 A Alimentação Elétrica

O alvo (cátodo) é polarizado negativamente, sendo o mesmo alimentado eletricamente por uma fonte unipolar pulsada com potência disponível de até 4500W, onde podemos variar a tensão entre 100V e 750V e a duração de pulso pode ser variada entre  $1,00\mu s$  e  $190\mu s$ , tendo como período total  $200\mu s$ .

#### 4.5 Controle e Monitoramento dos Parâmetros

Os seguintes parâmetros podem ser controlados durante o processo de deposição do filme: Tensão e corrente elétrica do alvo; pressão na câmara de descargas; Fluxos e tipo dos gases (Ar, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>). O controle de fluxo dos gases é feito através de fluxímetros, *modelo 825 BOC EDWARDS* sendo usado fluxímetro tendo fluxo máximo de  $3,3 \times 10^{-7} m^3/s$  (20sccm “centímetro cúbico por minuto”) para o Argônio (Ar) e fluxo máximo de  $1,6 \times 10^{-7} m^3/s$

(10sccm) para o Nitrogênio  $N_2$  e Hidrogênio  $H_2$ . (BOC EDWARDS, 1992); Monitoramento de temperatura, utilizando termopar do tipo  $k$ : alvo; substrato. Na tabela 1 são apresentados valores para os parâmetros utilizados em um ensaio típico de deposição.

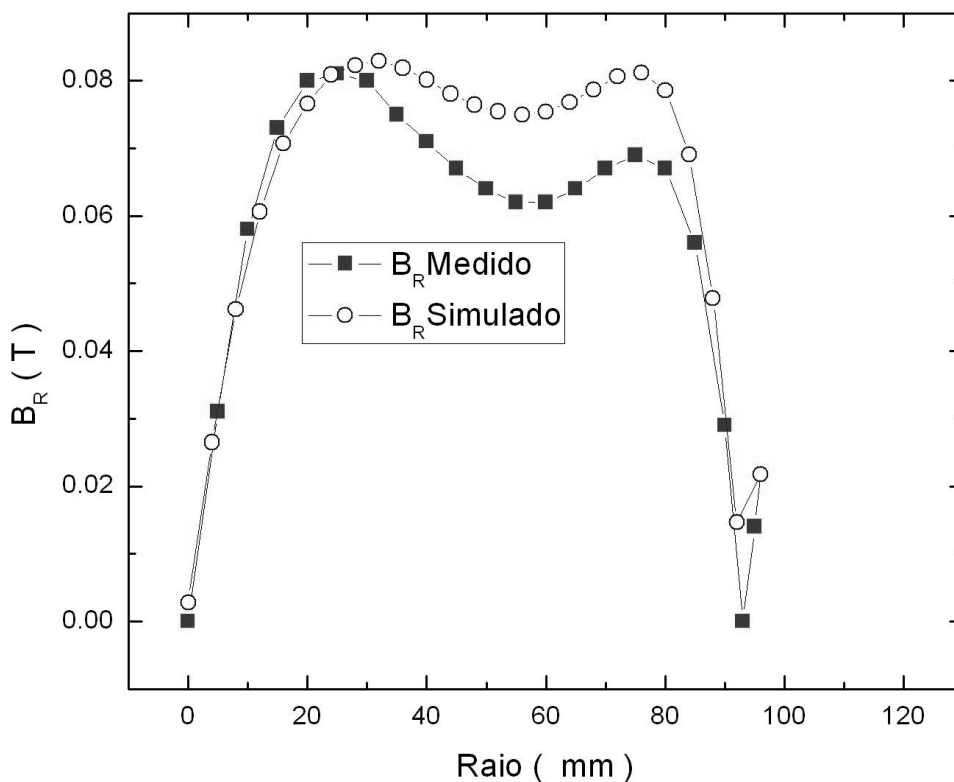
Tensão Cátodo (pico)	284 V
Tensão cátodo (rms)	179 V
Corrente cátodo (pico)	3,28 A
Corrente cátodo (rms)	1,04 A
Duração pulso (tempo ligado)	86,8 $\mu$ s
Fluxo gás argônio.	$5,0 \times 10^{-8} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ (3,0 sccm)
Pressão câmara	$4,0 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ ( $3,0 \times 10^{-4}$ torr)
Tempo deposição	1200 s (20 min)
Variação Temperatura alvo	32 K
Variação Temperatura substrato	15 K

**Tabela 1:** Valores dos parâmetros utilizados em um ensaio típico de deposição.

## 5. Resultados

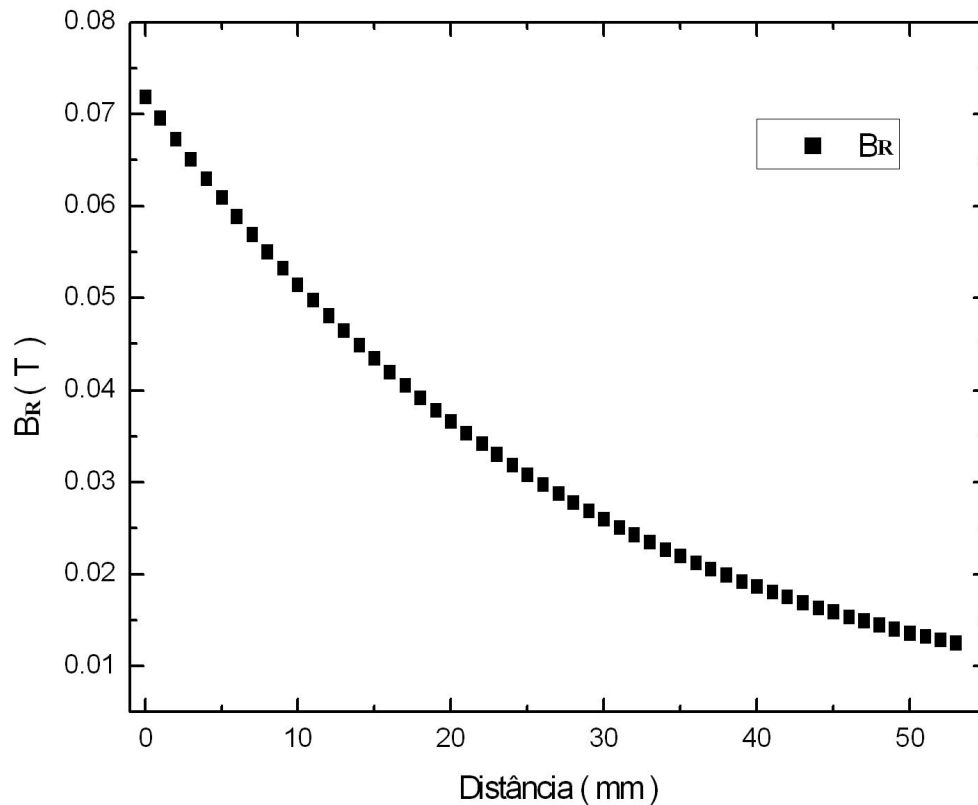
### 5.1 Caracterização dos Ímãs

Os ímãs  $Nd_2Fe_{14}B$  (MAGNETS CHINE, 2007) foram caracterizados através do mapeamento das componentes de indução magnética paralela  $B_R$  e normal  $B_z$  à superfície do alvo. Na figura 5.1 apresentamos resultados das medidas e resultados de simulação para a componente de indução magnética paralela  $B_R$  em corte radial.



**Figura 5.1:** Resultados obtidos através de simulação e mapeamento para o magnétron.

Percebe-se nesta figura que a componente de indução magnética paralela à superfície do alvo é praticamente uniforme ao longo de todo o alvo, concordando com os resultados obtidos através das simulações, no entanto próximo à borda da geometria magnética há uma divergência entre os dados obtidos através da simulação e os dados obtidos experimentalmente. Essa discrepância, possivelmente se deve ao fato de que os ímãs não tenham a homogeneidade pressuposta na simulação. Na figura 5.2 apresentamos dados obtidos por simulação para o decaimento de  $B_R$  com a altura a partir da superfície do alvo e no afastamento radial 50 mm.



**Figura 5.2:** Decaimento de  $B_r$  com a altura. Na região de máxima erosão.

Mesmo em um afastamento do alvo de 60 mm temos uma intensidade de campo magnético superior a  $10^{-2}$  T. Permitindo, no caso do tríodo magnétron *sputtering*, que se trabalhe com a tela em diferentes distâncias a partir do alvo.

A variação da distância da tela permite que se trabalhe em diferentes tensões elétricas podendo manter constante a taxa de deposição, além disso, permite um ajuste no valor de  $pd$  (produto: pressão x distância) resultando em um sistema que pode operar em largas faixas de: pressão; tensão elétrica e corrente elétrica.

## 5.2 Estanqueidade no Reator

Na figura 5.3 mostramos um gráfico onde temos o aumento da pressão, após ter cessado o bombeamento. Considerando a faixa de pressão de trabalho entre os valores de  $1,3 \times 10^{-2}$  Pa ( $1,0 \times 10^{-4}$  Torr) a  $1,3 \times 10^{-1}$  Pa ( $1,0 \times 10^{-3}$  Torr) temos entre estes valores de pressão uma taxa de aumento da pressão de  $8,2 \times 10^{-6}$  Pa/s ( $6,2 \times 10^{-8}$  Torr/s) valor obtido através do gráfico. Considerando como sendo um gás ideal, podemos calcular o número de mols de impurezas que está entrando no sistema.

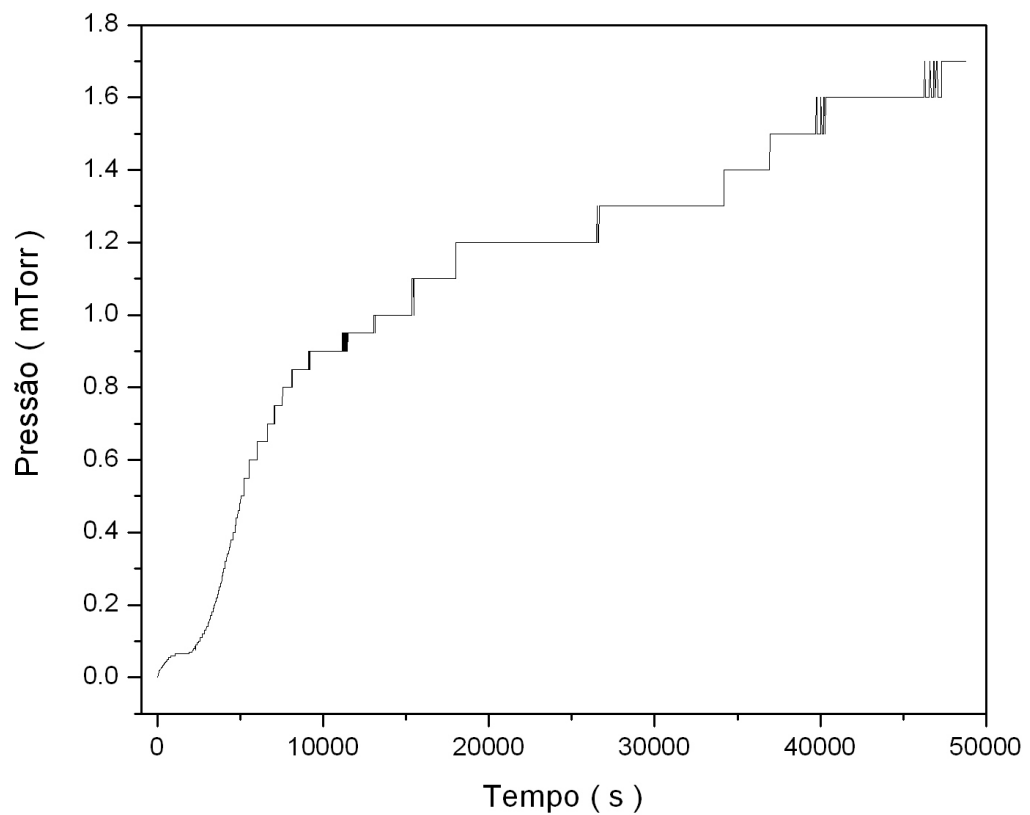
$$PV = nRT \quad (5.1)$$

Como o volume e a temperatura são constantes podemos escrever:

$$V \frac{dP}{dt} = RT \frac{dn}{dt} \quad (5.2)$$

Onde temos que  $\frac{dP}{dt} = 8,2 \times 10^{-6} \text{ Pa/s}$  o volume da câmara de vácuo é de  $V = 60 \times 10^{-3} \text{ m}^3$  (60l) sendo  $R = 8,3145 \text{ J/(molK)}$  e temperatura  $T = 300 \text{ K}$  temos:

$$\frac{dn}{dt} = 2,0 \times 10^{-10} \text{ mol/s} \quad (5.3)$$



**Figura 5.3:** Aumento da pressão na faixa de pressão de trabalho.

Comparando este valor com a pureza do gás argônio utilizado, sendo o fluxo de gás utilizado igual a  $1,6 \times 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s}$  (10sccm) o que dá um número de  $7,4 \times 10^{-6} \text{ mol/s}$  de argônio, sendo que o mesmo apresenta um grau de pureza de 5.0, isto é, com  $1,0 \times 10^{-3}\%$  de impureza, o que dá um valor de  $7,4 \times 10^{-11} \text{ mol/s}$  de impureza proveniente do gás. Assim temos:

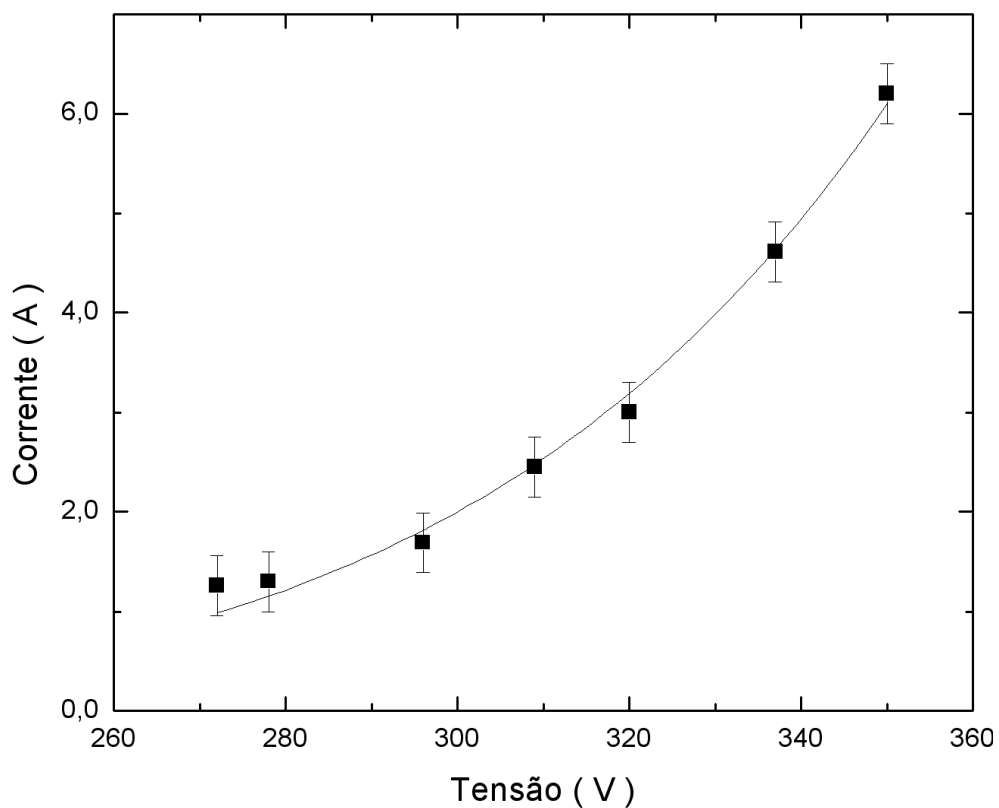
$$\frac{\frac{dn}{dt}}{\frac{dn}{dt}_{\text{impureza gas}}} = \frac{2,0 \times 10^{-10} \text{ mol/s}}{7,4 \times 10^{-11} \text{ mol/s}} = 2,7 \quad (5.4)$$

Com este resultado percebe-se a necessidade de se usar um gás minimamente com um grau de pureza de 5.0 (99,999% puro), pois do contrário se estará introduzindo impurezas no sistema o que contribui para a contaminação do mesmo.

### 5.3 Curvas Características

#### 5.3.1 Relação entre Tensão e Corrente Elétrica

A relação entre tensão e corrente elétrica para o magnétron *sputtering* é expresso pela função,  $I=kV^n$  (VOSSSEN; KERN, 1978), onde:  $I$  é a corrente elétrica no cátodo;  $V$  é a tensão elétrica no cátodo;  $k$  é uma constante de proporcionalidade;  $n$  é um índice que representa a eficiência da armadilha de elétrons e tem o valor de 1 (um) para o *sputtering* convencional e valores entre 5 e 9 para o magnétron *sputtering*. Na figura 5.4 apresentamos a relação corrente tensão para o reator de plasma, obtido para uma pressão de deposição de  $4,0 \times 10^{-2} Pa$  ( $3,0 \times 10^{-4} torr$ ), sendo encontrado um valor de  $n = 7,2$ . Portanto estando entre os valores propostos pela teoria.



**Figura 5.4:** Curva característica tensão corrente para o magnétron *sputtering*.

### 5.3.2 Verificação da Adequação da Geometria do Reator

A Pressão do gás é devida à força exercida sobre a parede da câmara, resultante do impacto das moléculas do gás com as paredes, dependendo da frequência dos impactos e do momento (massa X velocidade), sendo definida como (SERWAY; JEWETT JUNIOR, 1998):

$$P = \frac{1}{3} nmv_{rms}^2 = nkT \quad (5.5)$$

Onde  $n$  é a concentração do gás;  $m$  é a massa da molécula;  $v_{rms}$  é a velocidade média quadrática;  $k$  é a constante de Boltzmann;  $T$  é a temperatura.

O livre caminho médio é a distância que uma molécula percorre antes de colidir com outra. E é definido como:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{n\pi d_0^2} \quad (5.6)$$

Onde  $d_0$  é o diâmetro molecular e  $n = P/kT$  equação (5.5) assim:

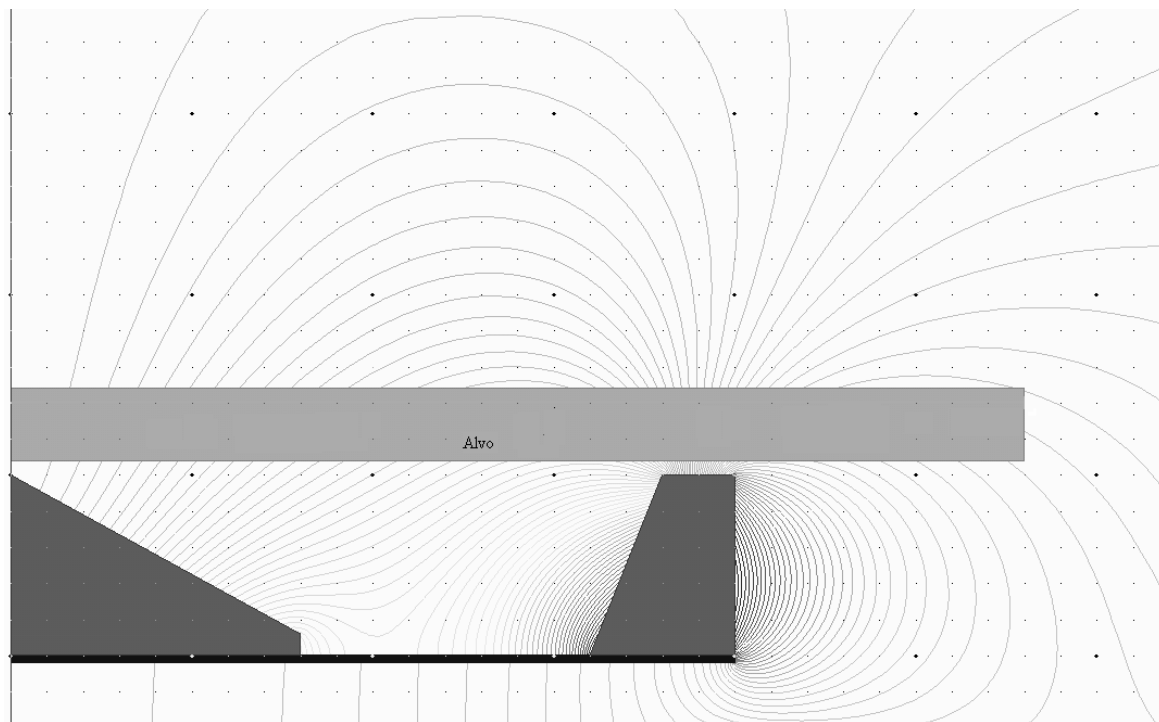
$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{P\pi d_0^2} \quad (5.7)$$

Com a configuração magnética encontrada, é possível manter a descarga do plasma para valores de pressões da ordem de  $10^{-2} Pa$  ( $10^{-4} torr$ ). Considerando  $d_0$  como uma média entre o diâmetro dos átomos de Titânio (*Ti diâmetro 0,12 nm*) e Argônio (*Ar diâmetro 0,376 nm*) assim  $d_0 = 0,248 nm$ . Temos um livre caminho médio de  $\lambda = 1,0 m$ .

Como a altura total da câmara de descarga é de 30 cm, figura 4.2, podemos garantir que a maioria dos átomos ejetados, a partir do alvo, chegam até ao substrato sem colisões pelo caminho, e isto significa que só muito raramente ocorrerá perdas de energia por colisões e como é possível controlar a energia dos átomos ejetados por *sputtering* através do controle da tensão elétrica aplicada ao alvo, e em não havendo perdas, esta energia pode ser transferida para a superfície que está sendo recoberta, de maneira controlada, de modo que podemos ter um maior controle sobre as propriedades dos filmes depositados.

## 5.4 Aproveitamento do Alvo e Uniformidade de Deposição

Na figura 5.5 podemos ver a simulação de um corte radial da geometria magnética (figura 3.12) juntamente com as linhas de fluxo magnético. Nela percebemos claramente duas regiões onde temos as linhas de fluxo magnético que se fecham sobre o alvo. Isto, como vimos anteriormente, figura 3.4, tem implicação direta no perfil de erosão do alvo.

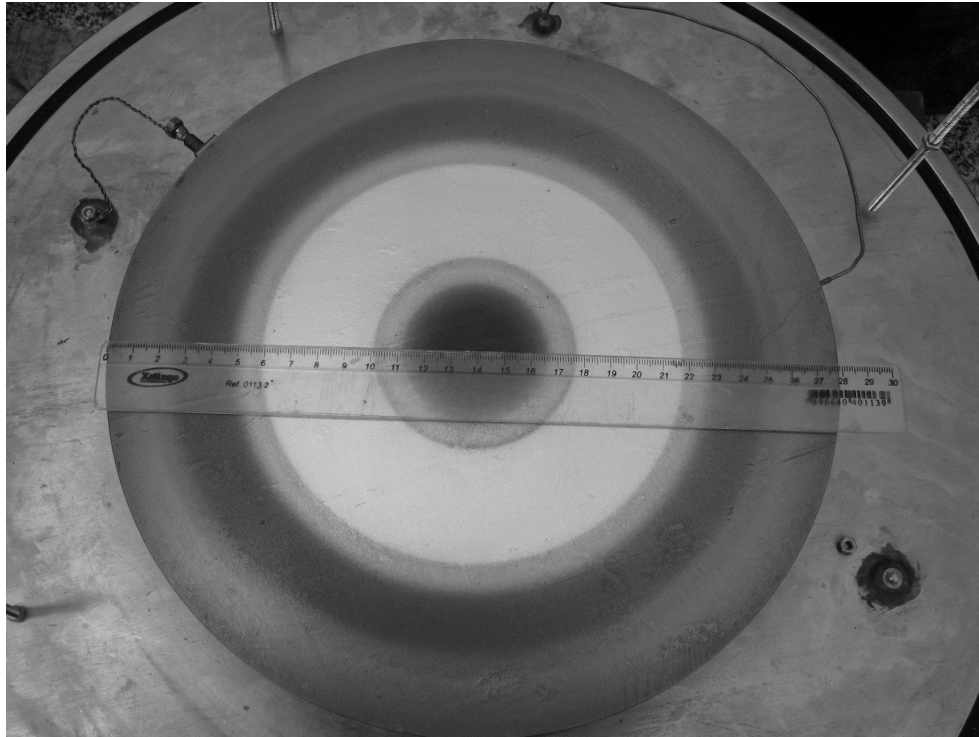


**Figura 5.5:** Corte radial do magnétron com as linhas de fluxo magnético.

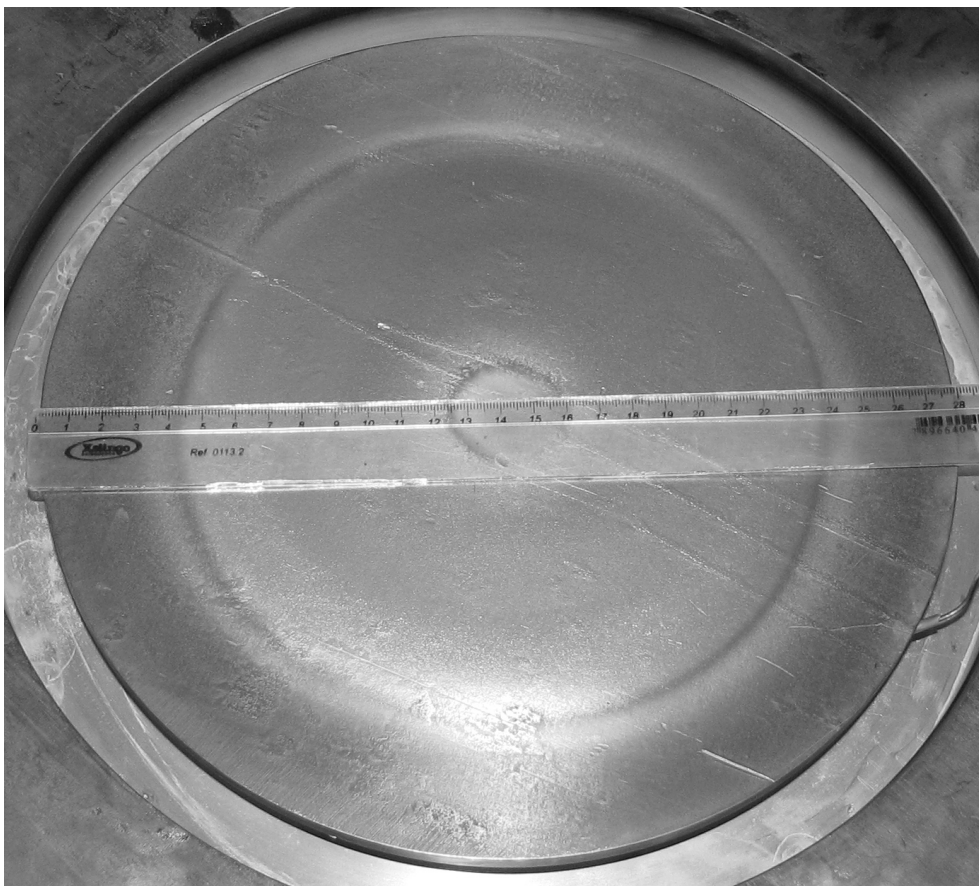
Percebemos que a retirada de material do alvo, após utilizarmos durante alguns ensaios de deposição, está ocorrendo mais intensamente em uma região no formato de anel, tendo como raio interno  $2,5\text{ cm}$  e raio externo de  $9,0\text{ cm}$ . Mas também ocorre a retirada de material em uma região próxima a borda do mesmo, tendo como raio interno  $11,5\text{ cm}$  e raio externo de  $14,0\text{ cm}$ . Isto pode ser visto na figura 5.6. Ao fazermos um cálculo aproximado da área que está sendo erodida, ela representa 70% da área total do alvo. (Para termos um valor mais preciso do aproveitamento do mesmo, necessitamos um tempo maior de utilização em ensaios de deposições para que se forme um perfil melhor definido de erosão).

Ao olharmos para a figura 4.3 percebemos que os ímãs têm espaço livre para serem movimentados. Usando o recurso de movimentá-los a retirada do material do alvo ocorre em praticamente toda a sua superfície, obtendo se assim um aproveitamento superior a 90%, figura 5.7.



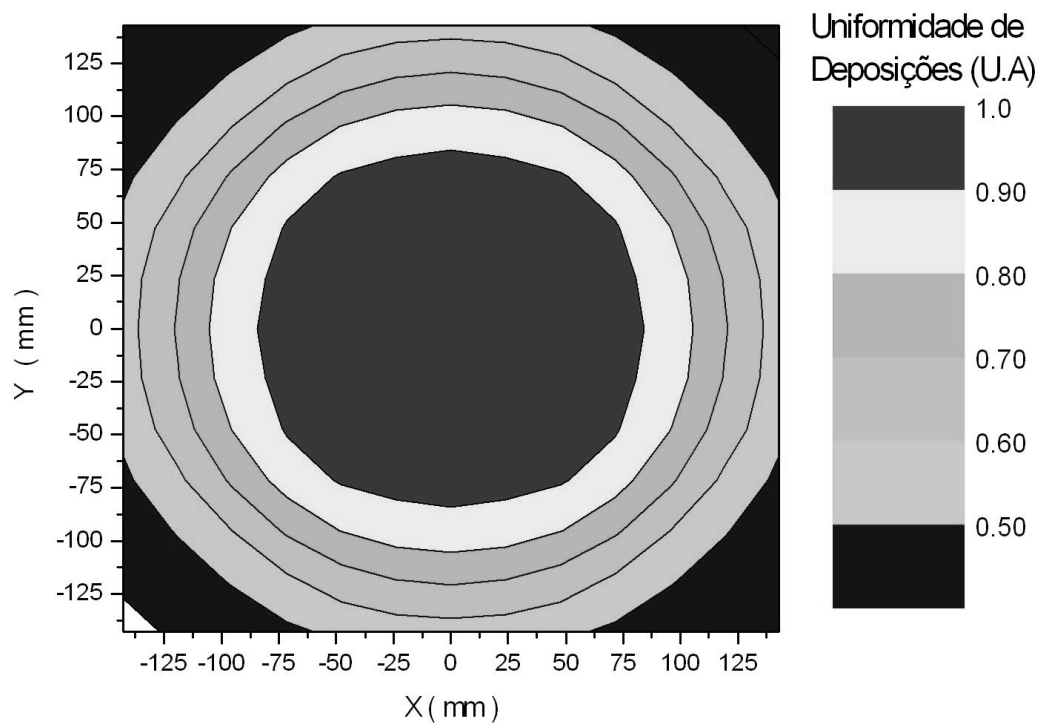


**Figura 5.6:** Erosão do alvo



**Figura 5.7:** Aproveitamento do alvo, após movimentarmos os ímãs em sua superfície.

Na figura 5.8 temos os resultados da verificação da uniformidade de deposição de titânio. Foi utilizado como substrato lâminas de vidro dispostas radialmente afastadas 50 *mm* do alvo. Como as lâminas de vidro tinham áreas superficiais iguais, pela variação da massa das mesmas se determinou a uniformidade de deposição.



**Figura 5.8:** Uniformidade de deposições.

Como podemos perceber temos uma região central com raio de 75 *mm* onde a deposição é uniforme. Portanto conforme antecipamos a uniformidade do aproveitamento do material do alvo está relacionada com a uniformidade de deposição.

## 6. Conclusão

Neste trabalho com o uso do recurso das simulações computacionais se explorou uma diversidade de geometrias magnéticas buscando otimizar a retirada de material do alvo em processos de deposição por magnétron *sputtering*, sendo que com a geometria magnética mais promissora encontrada, se construiu o magnétron para uso no reator de plasma. Vale lembrar que as simulações magnéticas sempre tiveram um suporte experimental, onde inicialmente era caracterizado os materiais obtendo as figuras de mérito magnético, o que é imprescindível para se obter um bom resultado através de simulações.

Esta geometria magnética permite a retirada de material do alvo em 70% da área superficial do mesmo, implicando em uma deposição uniforme do filme, de modo que o objetivo primordial foi alcançado e até mesmo ultrapassado. Usando o recurso de movimentar a geometria magnética o aproveitamento é maior do que 90%.

Outra grande vantagem obtida com a montagem deste magnétron é a possibilidade de trabalhar em pressões da ordem de  $10^{-2} Pa$  ( $10^{-4} torr$ ), tendo assim, um livre caminho médio de  $1,0 m$  o que permite um maior controle das propriedades dos filmes depositados, já que os átomos chegam até ao substrato praticamente com a mesma energia com a qual foram ejetados do alvo.

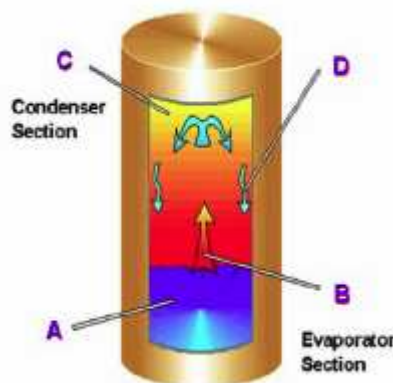
Com uma taxa de erosão maior e a possibilidade de uso contínuo do reator, surge o problema da retirada de calor do alvo, já que ocorre um maior aquecimento, para contornar este problema pretende-se utilizar tubos de calor, apêndice, que se mostram bastantes eficientes neste quesito.

## 7. Apêndice

### 7.1 Tubos de Calor

Tubo de calor é um dispositivo que usa a transição de fase de uma substância para retirar calor. Eles vêm largamente sendo utilizados devido a sua grande capacidade de transporte de calor. Estudos têm mostrado que chegam a ser 500 vezes mais eficiente no transporte de calor do que uma barra de cobre em similares condições (NOIE, 2004).

Os tubos de calor possuem uma larga faixa de temperatura de operação desde 2 Kelvin [K] a 2500 K dependendo da substância utilizada como fluido de trabalho. Um típico tubo de calor consiste de um tubo de cobre, ou alumínio, selado e com um fluído em seu interior. Uma das extremidades do tubo fica em contato com a parte quente de onde se quer retirar o calor. O fluido, no interior do tubo e em contato com a superfície quente sofre uma transição de fase e passa ao estado de vapor. O vapor sobe até a outra extremidade do tubo (onde um sistema extremo de arrefecimento a mantém em temperatura mais baixa) e cede calor. Na extremidade fria o fluido condensa, retornando à forma líquida. O líquido, por gravidade, volta a extremidade aquecida e o ciclo se refaz, figura 7.1.



**Figura 7.1:** Desenho esquemático do funcionamento de um típico tubo de calor (NOIE, 2004).

As quantidades de calor transferidas em um tubo de calor são dadas por:

$$P = L \left( \frac{dm}{dt} \right) \quad (5.8)$$

Sendo  $L$  o calor latente do fluído;  $dm/dt$  a taxa de massa do fluído que está sendo evaporado.

A faixa de temperatura de operação da água como fluido de trabalho em tubos de calor varia entre 303 K (30°C) a 473 K (200°C), sendo ideal para o nosso sistema de magnétron *sputtering*, onde as temperaturas não devem ultrapassar 373 K (100°C). O calor latente de vaporização da água  $L=2,3 \times 10^6 \text{ J/kg}$ . Como a quantidade de calor que necessitamos retirar do nosso sistema é em torno de 150W precisamos minimamente de uma taxa de vaporização de água  $dm/dt=6,5 \times 10^{-5} \text{ kg/s}$  o que corresponde a um volume de  $6,5 \times 10^{-8} \text{ m}^3/\text{s}$  ( $6,5 \times 10^{-2} \text{ ml/s}$ ).

Valores típicos de trabalho são: tensão elétrica igual a 200 V (rms); corrente elétrica igual a 1,0 A (rms); o que dá uma potência de 200 W, sendo assim 150W transformado em calor o qual aquece o alvo. No estágio atual ao manter a descarga de plasma ligado durante uma hora, o mesmo atinge temperaturas de 240 K  $\approx 70^\circ\text{C}$ . Para trabalhar em um regime contínuo necessitamos retirar a maior parte deste calor do alvo, sendo uma das maneiras, simples e eficiente, o uso de tubos de calor.

## 8. Referências Bibliográficas

ANSOFT CORPORATION (Org.). **Getting Started: A 2D Magnetostatic Problem.**

Pittsburgh, 2002. 84 p. Disponível em:

<[http://www.ansoft.com/maxwellsv/MaxwellSV\\_Magnetostatic.pdf](http://www.ansoft.com/maxwellsv/MaxwellSV_Magnetostatic.pdf)>. Acesso em: 15 fev. 2006.

BOC EDWARDS (England) (Org.). **Instruction Manual Active Inverted Magnétron Gauge.** Crawley, 2001. 30 p.

BOC EDWARDS (England) (Org.). **Instruction Manual Active Pirani Gauge.** Crawley, 2001. 32 p.

BOC EDWARDS (England) (Org.). **Instruction Manual Diffstak Mk2 Diffusion Pumps.** Crawley, 2000. 58 p.

BOC EDWARDS (England) (Org.). **Instruction Manual Model 825 Mass Flow Controller.** Crawley, 1992. 28 p.

BOC EDWARDS (England) (Org.). **Instruction Manual RV3,RV5,RV8 and RV12 Rotary Vane Pumps.** Crawley, 2000. 50 p.

BORN, Max. **Mechanics of the atom** London: Bell, 1927.

BURMAKINSKII, I. Yu.; ROGOV, Alex V. **Calculation of the Erosion Profile of a Cathode for a Magnétron Ion-Sputtering Systems.** Technical Physics, Moscow, Russia, v. 48, n. 10, p.1264-1269, 2003.

CHAPMAN, Brian N. **Glow Discharge Processes.** New York: John Wiley, 1980. 406 p.

CHEN, Francis F.. **Introduction to Plasma Physics.** New York: Plenum Press, 1974. 329 p.

CHOPRA, Kasturi L. **Thin Film Phenomena.** New York: Mcgraw-hill, 1969. 844 p.

FIGUEIRA, Daniel Sampaio. **Aplicação de um Sistema Magnétron *Sputtering* para Obtenção de Filmes Anti-Corrosivos.** 1995. 102 f. Dissertação (Mestrado) – UFSC Florianópolis, 1995.

FONTANA, Luís Cesar. **Estudo da Deposição de Filmes de Ti e TiN e Desenvolvimento do Sistema Modificado Triodo-Magnétron *Sputtering*.** 1997. 121 f. Tese (Doutorado) – UFSC Florianópolis, 1997.

ISEKI, Takayuki. **Flat Erosion Magnetron Sputtering with a Moving Unbalanced Magnet.** Japan: J. Vacuum 80, 2006. 662-666 p.

JACKSON, John D. **Classical Electrodynamics.** 3. ed. New Jersey: John Wiley, 1999. 808 p.

MAGNETS CHINE <http://www.magnets-chine.com> Acesso em: 15 jan. 2007.

MAISSEL, Leon I.; GLANG, Reunhard. **Handbook of Thin Film Technology**. New York: Mcgraw-hill, 1970. 1 v.

MEEKER, David.; (Massachusetts). **Finite Element Method Magnetics**: 4. ed. Waltham, 2006. 112 p. Disponível em: <<http://femm.foster-miller.net/Archives/doc/manual.pdf>>. Acesso em: 05 mar. 2006.

NOIE, S. H.. Heat transfer characteristics. **Applied Thermal Engineering**, Mashhad, Iran, p.495-506, 15 abr. 2004

REITZ, John R; MILFORD, Frederick J; CHRISTY, Robert W. **Foundations of Electromagnetic Theory**. 2. ed. Rio de Janeiro: Campus, 1999. 516 p.

RICKERBY, David. S.; MATTHEWS, Alan. **Advanced Surface Coatings: a Handbook of Surface Engineering**. New York: Blackie, 1991. 368 p.

SCHMIDT, Tiago J; PINTO, Abio V. A.; **Instrumentação para o Mapeamento de Indução Magnética Superficial em Materiais**. 17 Cbecimat, Foz do Iguaçu, nov. 2006

SERWAY, Raymond A.; JEWETT JUNIOR, John W.. **Principles of Physics**. 2. ed. New York: Saunders College, 1998. 954 p

VOSSSEN, John L.; KERN, Werner. **Thin Film Processes**. New Jersey: Academic Press, Inc., 1978. 566 p.

WENGINOWICZ, Agonir.; SCHMIDT, Tiago J.; PINTO, Abio V. A.; **Comparison Between Simulations and Magnetic Measures**. V SBPMat, Florianópolis: 2006.